

15-Радиофизика, электроника

Амбаров Дмитрий Владимирович, 2 курс
Иркутский Государственный Университет, физический
Местоопределение движущихся объектов с помощью эффекта доплера
Научный руководитель: Владимир Евгениевич Унучков, к.ф.-м.н.
E-mail: damb@bk.ru стр. 450

Антипов Илья Владимирович, аспирант
Томский Государственный Университет, радиофизический
Нелинейная динамика системы связанных автогенераторов, синхронизируемой фазорасщепленным внешним сигналом
Научный руководитель: Якубов Владимир Петрович, д.ф.-м.н.
E-mail: antip@elefot.tsu.ru стр. 450

Бабичев Виктор Рудольфович, магистрант 2 года
Ростовский Государственный Университет, физический
Расчет согласующих элементов для преобразователей магнитостатических волн
Научный руководитель: Синявский Геннадий Петрович, д.ф.-м.н.
E-mail: victor@babichev.ru стр. 451

Баязитов Ильгиз Аскатович, 5 курс
Стерлитамакская Государственная Педагогическая Академия, физико-математический
Использование преобразователя напряжение-частота -напряжение в многопредельном цифровом вольтметре .
Научный руководитель: Валитов Руслан Равильевич,
E-mail: ilgizb3@rambler.ru стр. 452

Бейсебаева Айгуль Самсалиевна, аспирант
Казахский Национальный Университет, физический
Самоподобие и самоаффинность фрактальных сигналов
Научный руководитель: Жанабаев Зейнулла Жанабаевич, д.ф.-м.н.
E-mail: Beis_Aigul@mail.ru стр. 453

Булахов Николай Георгиевич, 5 курс
Томский Государственный Университет, радиофизический
Сеть передачи данных, как нелинейная динамическая система
Научный руководитель: Хасанов В.Я., Пойзнер Б.Н.,
E-mail: nboolahov@yandex.ru стр. 455

Вертоградов Виталий Геннадьевич, аспирант
Ростовский Государственный Университет, физический
Аномальное ослабление ВЧ волн в ионосфере вблизи максимально применимой частоты
Научный руководитель: Денисенко Павел Федорович, д.ф.-м.н.
E-mail: vitaly@rost.ru стр. 456

Губский Алексей Дмитриевич, магистрант 2 года
Ростовский Государственный Университет, физический
Исследование круглых волноводов с периодически повторяющимися радиальными ребрами
Научный руководитель: Синявский Геннадий Петрович, д.ф.-м.н.
E-mail: ds@phys.rsu.ru стр. 457

Доценко Ольга Александровна, аспирант 1 года
Томский Государственный Университет, радиофизический
Температурные зависимости спектров магнитной проницаемости гексаферрита CoZnW
Научный руководитель: Суслиев Валентин Иванович, к.ф.-м.н.
E-mail: susl@public.tsu.ru стр. 458

Дружков Александр Владимирович, магистрант 2 года
Новосибирский Государственный Университет, физический
Источник питания для высоковольтного выпрямителя установки электронного охлаждения
Научный руководитель: Евтушенко Юрий Анатольевич,
E-mail: druzhkov_alex@gorodok.net стр. 459

Жалнина Елена Владимировна, 5 курс
Томский Государственный Университет, радиофизический
Исследование линий передачи на основе композиции конечного интегрального преобразования типа Меллина с методом Винера-Хопфа
Научный руководитель: Беличенко Виктор Петрович, к.ф.-м.н.
E-mail: elenazev2@mail.ru стр. 460

Жарикова Светлана Владимировна, аспирант
Томский Государственный Университет, радиофизический
К оптимальной реализации цифровых схем
Научный руководитель: Евтушенко Нина Владимировна, д.т.н.
E-mail: svetlanazh@ngs.ru стр. 461

Иванов Юрий Геннадьевич, 6 курс
Томский Государственный Университет, радиофизический
Электромагнитные процессы в запердельных многослойных круглых волноводах
Научный руководитель: Жуков Андрей Александрович, к.ф.-м.н.
E-mail: 792-ijg@elefot.tsu.ru стр. 462

Казьмин Игорь Александрович, аспирант 2 года
Ростовский Государственный Университет, физический
Дифракция электромагнитной волны на двумерно периодической апертурной решетке конечной толщины
Научный руководитель: Лерер Александр Михайлович, д.ф.-м.н.
E-mail: ikazmin@mail.ru стр. 463

Калмыкова Ольга Николаевна, аспирант 2 года
Московский Педагогический Государственный Университет, физический
ЛОВ - спектроскопия синтетических и природных материалов
Научный руководитель: Окунев Олег Валерьевич, к.ф.-м.н.
E-mail: oniks@lenta.ru стр. 465

Керимбаева Айнур Жарасовна, соискатель
Казахский Национальный Университет, физический
Самоорганизованные импульсы генератора с инерционной нелинейностью
Научный руководитель: Жанабаев Зейнулла Жанабаевич, д.ф.-м.н.
E-mail: Kerm_Ainur@land.ru стр. 466

Кузнецов Александр Сергеевич, аспирант 3 года
Институт Ядерной Физики СО РАН, физико-технический
Применение структур составленных из брэгговских решеток для преобразования потоков мм-излучения
Научный руководитель: Аржанников Андрей Васильевич, д.ф.-м.н.
E-mail: alexk20@gorodok.net стр. 468

Литвинов Сергей Николаевич, 6 курс
Томский Государственный Университет, радиофизический
Локализация энергии электромагнитного поля в ближней зоне элетрических и магнитных излучателей
Научный руководитель: Беличенко Виктор Петрович, к.ф.-м.н.
E-mail: lsn793@mail2000.ru стр. 469

Логинов Алексей Андреевич, м.н.с.
Научно-Исследовательский Физико-Технический Институт ННГУ, физический
Алгоритм обработки ФМ-сигналов на фоне шумов с использованием меры Кульбака в задаче определения временной задержки
Научный руководитель: Фидельман Владимир Романович, д.т.н.
E-mail: loginov@nifti.unn.ru стр. 470

Максимов Алексей Иванович, 4 курс
Сыктывкарский Государственный Университет, физический
Отражающие высокочастотные свойства тонких металлических слоев с учетом влияния материальных параметров
Научный руководитель: Антоненц Игорь Викторович, к.ф.-м.н.
E-mail: lcrem@rambler.ru стр. 471

Махно Виктория Викторовна, аспирант 2 года
Ростовский Государственный Университет, физический
Исследование свойств периодических металлических наноструктурированных решеток.
Научный руководитель: Лерер Александр Михайлович, д.ф.-м.н.
E-mail: pablo_mc@mail.ru стр. 473

Махно Павел Викторович, магистрант 1 года
Ростовский Государственный Университет, физический
Использование метода эффективной диэлектрической проницаемости для исследования поляритонных волноводов различной формы.
Научный руководитель: Лерер Александр Михайлович, д.ф.-м.н.
E-mail: pablo_mc@mail.ru стр. 474

Монастырский Дмитрий Львович, аспирант 1 года
Ростовский Государственный Университет, физический
Дифракция электромагнитных волн на бесконечной решетке микрополосковых отражателей сложной формы
E-mail: dln@aanet.ru стр. 476

Петрунёв Сергей Николаевич, аспирант
Сыктывкарский Государственный Университет, физический
Отражение СВЧ волн от гранулированных плёнок $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$
Научный руководитель: Котов Леонид Нафанаилович, д.ф.-м.н.
E-mail: petrynev.ssu@mail.ru стр. 478

Рассадин Александр Эдуардович, старший инженер
ФГУП 'НПП 'Полет', радиофизический
Параметрический синтез многоканальных частотно-разделительных устройств в пакете ЛИПС 4.0
Научный руководитель: Бугров Владимир Николаевич, к.т.н.
E-mail: al_ras@pochta.ru стр. 479

Русинов Эдуард Леонидович, 5 курс
Пермский Государственный Университет, физический
Исследование индикатрис рассеяния частиц методом моделирования на СВЧ
Научный руководитель: Вольхин Игорь Львович, к.ф.-м.н.
E-mail: volkhin@psu.ru стр. 480

Уразова Ольга Владимировна, 5 курс
Томский Государственный Университет, радиофизический
Дифракция плоской волны на спирально проводящей сфере
Научный руководитель: Беличенко Виктор Петрович, к.ф.-м.н.
E-mail: elenazev2@mail.ru стр. 482

Харько Ольга Игоревна, аспирант
Белорусский Государственный Университет, физический
Новые аспекты моделирования СВЧ аналоговых систем с обратной связью
Научный руководитель: Ямный В.Е., доктор технических наук
E-mail: olga.kharko@ntlab-soc.com стр. 483

Чашин Владимир Леонидович, аспирант 3 года
Новгородский Государственный Университет, институт электронных и информационных систем
Решение задачи распределения тока по антенне с точным ядром в уравнении
Научный руководитель: Радциг Юрий Юрьевич, д. т. н.
E-mail: 6123@mail.ru стр. 484

Местоопределение движущихся объектов с помощью эффекта Доплера

Амбаров Дмитрий Владимирович

Иркутский Государственный Университет

Унучков Владимир Евгеньевич к.ф.-м.н.

damb@bk.ru

В докладе рассматривается задача определения на плоскости местоположения движущегося объекта, излучающего электромагнитные волны, в области, ограниченной зоной действия приемных пунктов. Координаты объекта в начальный момент времени и частота излучения считаются известными. В такой постановке по непрерывным измерениям доплеровского сдвига частоты в двух приемных пунктах можно определить текущее положение объекта и траекторию его движения. В докладе рассматривается возможность решения задачи местоопределения с неизвестной частотой излучения объекта путем введения одного или нескольких дополнительных приемных пунктов. Задача сводится к решению системы дифференциальных уравнений с заданными начальными условиями.

Проведено компьютерное моделирование доплеровских сдвигов частоты в произвольно расположенных приемных пунктах при различных условиях движения. По этим результатам найдена минимальная частота излучателя для надежной регистрации доплеровского сдвига существующими методами при заданной максимальной скорости движения объекта и приемлемом временном разрешении. Описаны методика и алгоритм решения задачи местоопределения по результатам компьютерного моделирования и обсуждается возможность увеличения точности и устранения неоднозначности решения путем введения дополнительных ограничений в виде набора возможных траекторий движения (например, улиц в городе).

Нелинейная динамика системы связанных автогенераторов, синхронизуемой фазорасщепленным внешним сигналом

Антипов Илья Владимирович

Макаров Сергей Федорович

Томский Государственный Университет

Якудов Владимир Петрович, д.ф.-м.н.

antip@elefot.tsu.ru

В системе N одинаковых взаимно синхронизованных автогенераторов (АГ), находящихся под воздействием внешнего гармонического сигнала, могут существовать N устойчивых состояний. Для этого внешний сигнал должен подводиться к отдельным АГ с определенными дискретными фазовыми сдвигами. Инвариантность состояний системы к скачкам фазы сигнала позволяет использовать ее как выделитель подавленной несущей в фазовом демодуляторе. Состояние системы в статике и в динамике удобно отображать с помощью вектора S , представляющего собой сумму векторов колебаний отдельных АГ [1].

Цель данной работы состояла в том, чтобы от совокупности парциальных фазовых уравнений перейти в заданому в явной форме единственному уравнению относительно фазы вектора S , которое бы характеризовало динамику системы как целого. В результате получено уравнение вида $\frac{d\varphi_S}{dt} = \delta + F(\varphi_S)$, где δ - расстройка,

$F(\varphi_S)$ - периодическая функция, имеющая N периодов на интервале 2π и пропорциональная амплитуде сигнала. В качестве примера приводится график функции внешней силы для системы четырех АГ, синхронизуемых квадрофазно расщепленным сигналом (см. рис.1).

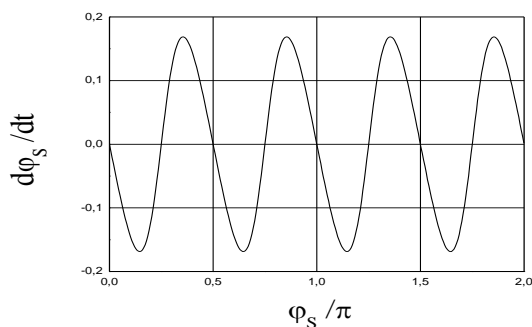


рис. 1

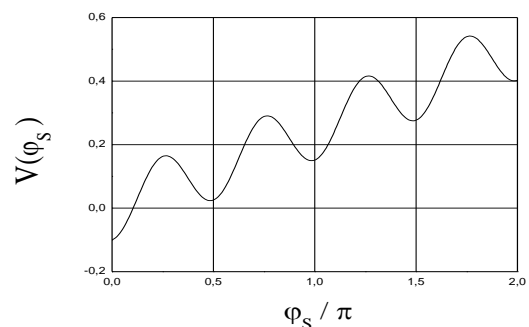


рис. 2

Интегрирование функции внешней силы дает потенциальную функцию $V(\varphi_S)$, имеющую N «потенциальных ям», в которых может находиться точка, изображающая состояние системы. Наличие расстройки проявляется в линейном наклоне графика потенциальной функции (см. рис. 2). В целом поведение системы в динамическом режиме оказывается аналогичным поведению классической системы ФАП первого порядка, что свидетельствует о применимости известных методов анализа нелинейной динамики таких систем.

Применение результатов исследования динамического режима к описанию стационарного режима позволяет получить замкнутые выражения, связывающие фазу суммарного колебания (а вслед за ним фазы колебаний парциальных АГ) с амплитудой и расстройкой частоты внешнего сигнала. Полоса синхронизации системы, выраженная в относительных единицах, оказывается пропорциональной интервалу между максимумами и минимумами функции внешней силы. При этом мерой частотного масштаба служит коэффициент амплитудной связи μ , который в автономном режиме определяет полосу взаимной синхронизации АГ.

Список публикаций:

[1]. Антипов В.Б., Антипов И.В., Злепушков М.Г., Макаров С.Ф. Исследование помехоустойчивости фазового демодулятора на основе системы связанных автогенераторов. – Сб. докладов 14-й международной крымской конференции «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии» (КрыМиКо'2004). Севастополь, 2004. с. 279-280.

Расчет согласующих элементов для преобразователей магнитостатических волн

Бабичев Виктор Рудольфович

Ростовский Государственный Университет

Синявский Геннадий Петрович, д.ф-м.н.

victor@babichev.ru

В связи с применением СВЧ интегральных схем для обработки сигналов в последнее время стала актуальной разработка устройств на магнитостатических волнах (МСВ), в частности, полосно-пропускающих фильтров (ППФ), содержащих пленки железоиттриевого граната (ЖИГ) [1]. В таких фильтрах и линиях задержки обычно используются микрополосковые преобразователи электромагнитной волны (ЭМВ) в МСВ, представляющие собой короткозамкнутые на конце отрезки микрополосковых линий. Входное сопротивление этих преобразователей в рабочей полосе комплексное и его реактивная составляющая носит индуктивный характер.

В настоящей работе предлагается для узкополосного согласования микрополоскового преобразователя с подводящей 50-Омной линией использовать согласующий элемент - одиночный микрополосковый короткозамкнутый или разомкнутый на конце шлейф, который подключается между подводящей линией и преобразователем.

Расчет длины и места подключения одиночного микрополоскового разомкнутого на конце шлейфа, обеспечивающего согласование преобразователя магнитостатических волн с подводящей микрополосковой линией, проводился с помощью программы HP HFSS.

Расчет производился для короткозамкнутого микрополоскового преобразователя поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ), над которым располагалась намагниченная ферритовая пленка железоиттриевого граната. При расчете длины шлейфа учитывалась дисперсия эффективной диэлектрической проницаемости микрополосковой линии с изменением частоты и эффекты на разомкнутом конце микрополосковой линии.

По итогам работы можно сделать следующие выводы.

1. Рассчитано, что согласующий элемент в виде отрезка микрополосковой линии, разомкнутого на одном конце, позволяет в узкой полосе частот согласовать преобразователь магнитостатических волн с подводящей 50-Омной микрополосковой линией и значительно уменьшить входной КСВН преобразователя.

2. Установлено, что входной КСВН преобразователя с согласующим элементом сильно зависит от места подключения согласующего шлейфа к подводящей микрополосковой линии.

3. Показано, что при проектировании устройств с такими преобразователями необходимо точно рассчитывать как место подключения шлейфа, так и его длину, чтобы обеспечить необходимое согласование.

Список публикаций:

[1] Ваиковский А.В., Стальмахов В.С., Шараевский Ю.П. Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та. 1993.

Использование преобразователя напряжение – частота – напряжение в многопредельном цифровом вольтметре.

Баязитов Ильгиз Аскатович

Стерлитамакская Государственная Педагогическая Академия

Валитов Руслан Равильевич

Ilgizb3@rambler.ru

В данной работе рассматривается вопрос построения многопредельного цифрового вольтметра с классом точности 0.05. Этот прибор предназначен для использования в лаборатории для измерения как постоянного, так и переменного напряжения.

Может возникнуть вопрос: «Зачем нужен этот вольтметр, если есть компактные и дешевые мультиметры?» Основные недостатки мультиметров следующие: класс точности равен 1, при возникновении неисправности ремонт мультиметров практически невозможен, так как в нем установлена специальная импортная микросхема, мультиметры быстро выходят из строя.

Точность вольтметра обеспечивается подбором точных резисторов для входного делителя напряжения, преобразователем напряжение-частота (ПНЧ), количеством разрядов блока цифровой индикации.

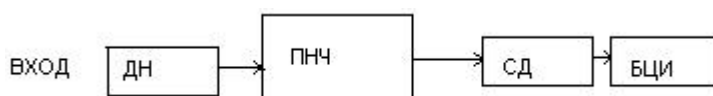


рис.1

ДН-делитель входного напряжения (рис.1), СД-счетчик и дешифратор, БЦИ-блок цифровой индикации 5 разрядный (это количество разрядов обеспечивает необходимую точность), функциональный блок ПНЧ – требует особого рассмотрения, так как в первую очередь из-за него удалось существенно упростить схему вольтметра и задать класс точности 0.05.

Преобразователи напряжение – частота – напряжение наиболее дешевое средство преобразования сигналов для многоканальных систем ввода аналоговой информации в ЭВМ, обеспечивающее высокую помехозащищенность и простоту гальванической развязки. Подобные приборы – отличное решение для задач измерения усредненных параметров, расхода, а также генерирования и модуляции частоты.

Преобразователи напряжение – частота (ПНЧ) относятся к классу интегрирующих преобразователей, поэтому обладают соответствующими достоинствами: хорошей точностью при минимальном числе необходимых прецизионных компонентов, низкой стоимостью, высокой помехоустойчивостью, малой чувствительностью к изменениям питающего напряжения, отсутствием дифференциальной нелинейности.

ПНЧ преобразуют входное напряжение в выходное импульсное соответствующей частоты, которое можно передавать на большое расстояние без искажения информационного параметра – частоты. Второй этап аналого-цифрового преобразования – частота – код – осуществляется подсчетом импульсов за фиксированный интервал времени, т. е. усреднением. Если этот интервал сделать кратным периоду основной помехи (20 мс), то она подавляется полностью.

В интегральных микросхемах ПНЧ применен метод интегрирования входного, сигнала с импульсной компенсацией заряда интегрирующего конденсатора. Для получения высокой точности и стабильности преобразования необходимо обеспечить постоянство произведения амплитуды на длительность (вольт-секундной площади) импульса обратной связи.

Микросхема включает в себя усилитель А1, компаратор А2, одновибратор G1, источник G2 стабильного тока I_0 , аналоговый коммутатор S1 и выходной транзистор VT1. Для построения ПНЧ микросхему следует дополнить двумя конденсаторами C1, C4 и двумя резисторами R1, R2. Элементы R1, C1, A1 образуют интегратор. Конденсатор C4 задает длительность импульса одновибратора. Импульсы тока I_0 уравнивают входной ток, управляемый напряжением $U_{вх}$:

$$F = \frac{1}{T} = \frac{U_{вх}}{k \cdot I_0 \cdot R1 \cdot C4} \quad (1)$$

Из формулы (1) следует, что стабильность характеристики преобразования ПНЧ зависит от стабильности внешних элементов R1, C4 и внутренних параметров k, I_0 микросхемы. Кроме того, для обеспечения высокой линейности преобразования конденсатор C1 необходимо выбирать с малым током утечки и малым коэффициентом диэлектрической абсорбции (полипропиленовый, полистирольный, поликарбонатный).

Максимальный входной ток принимают равным $0,25 I_0$, а резистор R1 устанавливает входной интервал напряжения от 0 до $U_{вх. max}$, которое определяется по формуле (2).

$$U_{вх. max} = 0.25 I_0 R1 \quad (2).$$

При увеличении интервала изменения выходной частоты все заметнее проявляется конечное время переключения аналоговых ключей, что выражается в интегральной нелинейности преобразования. Ее минимальное значение (0,01%) достигается в узком интервале частот 0...10 кГц. При расширении пределов (0...100 кГц) нелинейность увеличивается до 0,05 %.

Подобные преобразователи удобно использовать совместно с микроконтроллерами, имеющими встроенные счетчики. Для получения высокой точности преобразования необходимо проводить измерение времени прохождения N импульсов.

Самоподобие и самоаффинность фрактальных сигналов

Бейсебаева Айгуль Самсалиевна

Байболатов Ернур Жасанович

Казахский Национальный Университет им. аль-Фараби

Жанабаев Зейнулла Жанабаевич, д.ф.-м.н.

Beis_Aigul@mail.ru

Целью настоящей работы является поиск метода определения фрактальных размерностей самоаффинных объектов без привлечения каких-либо свободных параметров и приложение результатов к описанию перемежаемых сигналов генератора с инерционной нелинейностью.

По общей формуле фрактальной меры в n -мерном случае имеем

$$\prod_{j=1}^n V_j(\delta)^{1/(d_i - D_n)} = \delta \prod_{j=1}^n k_j, \quad i \leq j \quad (1)$$

где $V_j(\delta)$ – многомерная фрактальная мера, D_n – ее фрактальная размерность, d_i – топологическая размерность ячейки, k_j – коэффициент формы объекта. Уравнение (1) для случая $n=2, d=1$ имеет вид

$$V_1^{-1/\gamma} V_2^{1/(1-\gamma)} = k_1 k_2 \delta. \quad (2)$$

Отсюда следует квадратное уравнение относительно γ , решая которое найдем фрактальные размерности:

$$D_{1,2} = 1 - \frac{\ln(V_1 V_2 / k_1 k_2 \delta)}{2 \ln k_1 k_2 \delta} \pm \sqrt{\frac{\ln^2(V_1 V_2 / k_1 k_2 \delta)}{4 \ln^2 k_1 k_2 \delta} + \frac{\ln V_1}{\ln k_1 k_2 \delta}}, \quad (3)$$

где знак минус определяет D_j - минимальные, локальные значения фрактальной размерности, D_2 – глобальную фрактальную размерность. Эта формула, полученная впервые в [1], описывает качественные изменения свойства двумерного объекта на разных масштабах измерения через неоднозначное поведение его фрактальной размерности. Применение формулы (1) требует знания фрактальной меры $V_n(x_1, \dots, x_n)$ объекта с топологической размерностью n , которая зависит от масштаба измерения δ . Эту зависимость можно учесть вычисляя V_n через сумму кусочно-линейных функций, определяемых малым интервалом δ значений скачкообразных функций $x_n(t)$. Эти формулы определяют фрактальные меры объектов произвольной формы с произвольным характерным масштабом. Используя их из формулы (3) при $D_1 = D_2 = D_* = d + \gamma_*$ получим размерность самоподобия фрактала сложной формы. В этом случае следует ожидать $\gamma_* = S_*(J) = 0.806$ – критерий самоподобия, т.е. неподвижная точка информационной энтропии, где J – количество информации. Другому предельному случаю – фракталу наиболее простой формы в виде $(n + \gamma)$ - мерной сферы с единичным радиусом соответствует $\gamma_* = f_*(J) = 0.567$ – критерию самоподобия, соответствующему неподвижной точке функции плотности вероятности распределения информации. Числа f_*, S_* – являются универсальными, они установлены и использованы для описания различных явлений в работах [2,3,4].

Фрактальность предполагает отсутствие характерного масштаба, поэтому мы можем принять $R=1$ и объем шара единичного радиуса с размерностью $n + \gamma$ имеет вид

$$C_{n+\gamma} = \frac{2 \cdot \pi^{(n+\gamma)/2}}{(n+\gamma) \cdot \Gamma\left(\frac{n+\gamma}{2}\right)}, \quad (4)$$

где Γ - гамма-функция, γ - дробная часть фрактальной размерности, определяемая через с формулы типа (3).. Сумма нормированных на максимум значений регулярных $(C_{n+\gamma})$ и фрактальных $(C_n(\gamma))$ объемов равно единице, из этого условия найдем $C_n(\gamma)$.

На рис.1 представлены вычисленные по формуле (8) значения фрактальных размерностей кривых, полученных из системы уравнений генератора с инерционной нелинейностью и флуктуирующими параметрами

$$\begin{cases} \dot{x} = (m - z)x + y/K(m, g, \tau) \\ \dot{y} = -x, \\ \dot{z} = g(J(x)x^2 - z), \end{cases} \quad J(x) = \begin{cases} 1, & x > 0 \\ 0, & x \leq 0, \end{cases} \quad (5)$$

где x, y, z - фазовые переменные (могут иметь смысл напряжений колебательного контура, обратной связи и нелинейного инерционного преобразователя), m -параметр возбуждения, g - параметр инерционности, $K(m, g, \tau)$ -корреляционная функция. Известная формула Хаусдорфа не позволяет установить закономерность изменения фрактальной размерности от степени сложности формы сигналов - коэффициента k_2 .

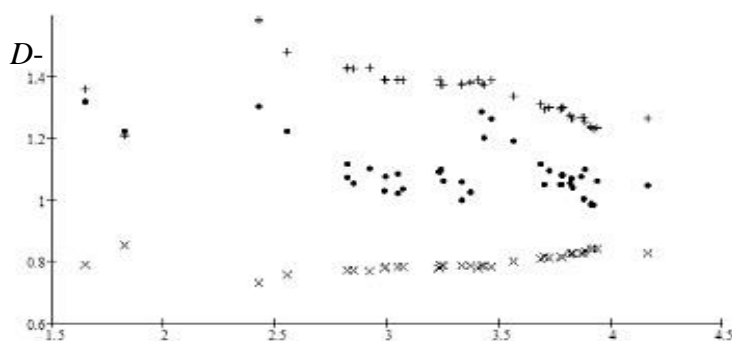


Рис.1. Зависимость фрактальных размерностей для автоколебательной системы от k_2 , вычисленных с помощью формулы (3). \times - D_1-1 , $+$ - D_2-1 , \bullet - фрактальная размерность по формуле Хаусдорфа.

Представленные зависимости (рис.2.) от коэффициента формы k_2 показателей скейлинга (дробных частей фрактальных размерностей самоподобия) для сигналов, полученных из системы уравнений (5) полностью подтверждают ожидаемые выводы. Фрактальные меры кривых произвольной формы дают самоподобное максимальное значение $\gamma_* = 0.806$, а вычисления для фрактальной сферы с единичным радиусом приводят к минимальному самоподобному значению $\gamma_* = 0.567$.

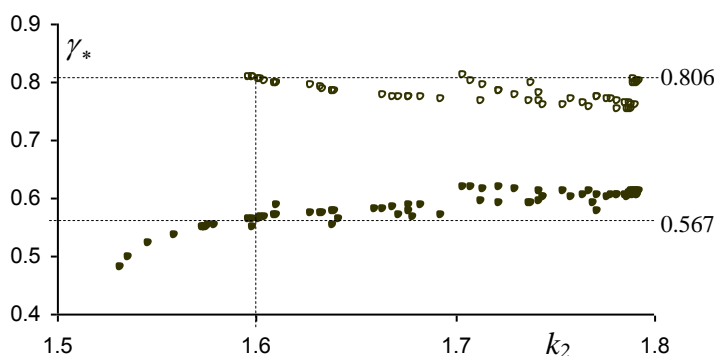


Рис.2. Зависимость показателей скейлинга от коэффициента формы k_2 . \circ - γ_* вычислено через интеграл, \bullet - γ_* вычислено через $C_n(\gamma)$.

Результаты работы подтверждают универсальность теоретически и экспериментально установленных ранее в работах [2-4] количественных критериев степени самоорганизации, проявляемых в теории фракталов в виде критических значений показателей скейлинга и соответствующих самоаффинно-самоподобному переходу.

Список публикаций:

[1]. Жанабаев З.Ж. Размерности самоаффинных фракталов //Фракталы и прикладная синергетика: Труды ФипС-03 /Под ред. Ивановой В.С. и Новикова В.У. М.: МГОУ, 2003, С. 198-201.
 [2]. Zhanabaev Z.Zh. Informational properties of self-organizing systems //Rep. Nat. Acad. Of Science RK. 1996. №5. P. 14-19.
 [3]. Жанабаев З.Ж., Мухамедин С.М., Иманбаева А.К. Информационные критерии степени самоорганизации в турбулентности //Изв. вузов. Физика. 2001. №7. С. 72-77.
 [4]. Жанабаев З.Ж., Алмасбеков Н.Е., Байболатов Е.Ж., Елдесбай А.Т. Самоорганизованные импульсы динамических систем с [трехмерным фазовым пространством //Вестник КазНУ, Серия физ.-2004. №2 (17). С. 160-168.

О минимальной репрезентативной модели функционирования цифровой информационной сети с коллизиями

Булахов Николай Георгиевич

Томский Государственный Университет

Хасанов Валерий Яковлевич, Пойзнер Борис Николаевич

nboolahov@yandex.ru

Специфика эксплуатации реальных сетей не позволяет входить в режим активного эксперимента. Существующие теоретические методы анализа на основе теории систем массового обслуживания (ТСМО) не учитывают переменный размер кадра и вариацию межкадровой паузы, а оперируют обобщённым параметром – уровнем загрузки канала. Применение имитационного моделирования в чистом виде осложнено, так как требует создания асинхронной дискретно-временной модели. В связи с этим требуется разработка подхода к моделированию динамики коммутаторов, использующих технологию Gigabit Ethernet, свободного от этих недостатков. Представляет интерес также исследование правомерности применения обобщённого параметра – уровня загрузки канала – при исследовании вероятностно-временных характеристик устройств, использующих технологию Gigabit Ethernet.

Для правильного проектирования указанного коммутатора и управления им необходима его адекватная функциональная модель. Реальный коммутатор может быть представлен различными моделями в зависимости от задачи исследования и диктуемой ею степени и полноты детализации процессов. Базовую функциональную модель узла коммутации трафика (УКТ) можно создать на основе положений теории массового обслуживания. При этом коммутатор в первом приближении представляется одноканальной системой массового обслуживания, с конечным входным буфером и дисциплиной обслуживания заявок FIFO (first input/first output).

Согласно результатам исследования А.В. Макаренко, одному и тому же уровню загрузки канала, соответствуют разные комбинации размера кадра и межкадровой паузы. Поэтому возникает закономерный вопрос: как будут вести себя динамические характеристики коммутатора, если уровень загрузки канала будет оставаться постоянным, но размер кадра и длительность межкадровой паузы будут изменяться? Дать ответ на этот вопрос, оставаясь в рамках классических моделей на основе ТСМО, не представляется возможным. Значит, требуется разработка и изучение модели, учитывающей эти особенности. На основе нового подхода создана математическая модель коммутатора, использующего технологию Gigabit Ethernet [1]. Она учитывает переменный размер кадра и вариацию межкадрового интервала, а также уровень загрузки коммутационного устройства, что позволяет глубже исследовать динамику различных режимов функционирования коммутатора. Показана частичная некорректность применения обобщённого параметра – уровня загрузки канала – при моделировании коммутирующих устройств сети Ethernet. Она проявляется в том, что нет возможности провести анализ особенностей отдельных режимов функционирования системы [1].

В развитие результатов А.В. Макаренко автор предлагает применить его модель для описания не только отдельных коммутационных устройств, но и сети в целом. Принципиально новым свойством, характерным для сети Ethernet, является конкуренция участников информационного обмена за общую среду передачи данных. Ясно, что минимальное количество участников, при котором это свойство проявится, равно трём. Действительно, два участника не могут создавать конфликт (коллизию), так как нет ещё одного субъекта, к кому двое могут одновременно обратиться. Взаимодействие же четырёх участников рассматривать нецелесообразно, так как не появляется принципиально новых видов конфликтных ситуаций.

В свете поставленной проблемы актуальным становится вопрос о выборе языка описания динамики минимальной репрезентативной модели функционирования цифровой информационной сети с коллизиями (включающей трёх участников, обслуживаемых посредством коммутатора, использующего технологию Gigabit Ethernet). В докладе приводятся соображения относительно целесообразности привлечения для этого аппарата ТСМО и дискретных отображений.

Список публикаций:

[1] Макаренко А.В. Модель динамики коммутатора Gigabit Ethernet // Доступно в сети Интернет по адресу: <http://jre.cplire.ru/jre/nov01/2/text.html>

[2] Булахов Н.Г. К проблеме неполной детерминированности описания цифровой информационной сети // Материалы международной научной конференции “Информационный подход в естественных, гуманитарных и технических науках” - часть 3 – Таганрог: ТРТУ, 2004, 88 стр.

Аномальное ослабление ВЧ волн в ионосфере вблизи максимально применимой частоты

Вертоградов Виталий Геннадьевич
Ростовский Государственный Университет
 Денисенко Павел Федорович, д.ф.-м.н.
vitaly@rost.ru

Введение. Многочисленные эксперименты показали, что при распространении радиоволн на частотах, меньших 0,95 максимально применимой частоты (МПЧ), затухание ВЧ волн определяется столкновительным поглощением. Вблизи МПЧ наблюдается дополнительное затухание, связанное с рассеянием [1]. При интерпретации измерений вблизи МПЧ это дополнительное затухание сказывается в увеличении приблизительно на порядок эффективной (эквивалентной) частоты соударений электронов. Целью данной работы было исследование этого эффекта.

Методика определения затухания КВ вблизи границы мертвой зоны (ГМЗ) базируется на оценке эквивалентной частоты соударений электронов ν_{eff} , способ оценки которой впервые был предложен в работе [1]. Однако в нем не учитывается сферичность Земли и ионосферы, которая оказывает большее влияние на пространственное ослабление, чем плоская среда. При интерпретации данных, полученных в сферической ионосферной плазме, это приводит к систематическим погрешностям. Компьютерное моделирование показало, что для модели плоской ионосферы оценки ν_{eff} в среднем отличались на 14% от исходной величины. Кроме того, в методике [1] используются прогнозные, а не текущие параметры слоя F. Поэтому нами была проведена модернизация упомянутого выше способа, и дано дальнейшее его развитие.

Методика оценки ν_{eff} . При учете сферичности Земли параболический слой электронной концентрации заменяется на квазипараболический:

$$N(r) = \begin{cases} N_m \left[1 - (r_m - r/y_m)^2 (r_m/r)^2 \right], & r_0 \leq r \leq r_m, \\ 0, & r < r_0 = r_m^2 / (r_m + y_m); \end{cases} \quad (1)$$

где r_m — высота максимума ионосферы от центра Земли; r_0 — высота начала ионосферы; y_m — полутолщина параболы; N_m — максимальное значение электронной концентрации. Тогда расчет дальностей, групповых и фазовых путей (величин, необходимых для реализации модернизированного варианта оценки ν_{eff} по измерениям интерференционной структуры поля вблизи ГМЗ) производится согласно квазипараболической модели [2].

Наша методика, как и ее предшественница [1], не учитывает магнитное поле Земли. Тем не менее, для ее нахождения используется интерференционная картина, порожденная верхними и нижними лучами необыкновенных волн. Это обстоятельство приводит к рассогласованию между реально наблюдаемой критической частотой F-слоя и той, которая необходима для попадания границы мертвой зоны необыкновенных волн в пункт наблюдения. Для устранения этих противоречий используется процедура корректировки квазипараболического распределения в области F.

В отличие от предшествующей [1], в нашей методике для оценок величины ν_{eff} используются отношения максимальных амплитуд к минимальным, которые получаются в результате соответственно синфазного и противофазного сложения сигналов. Если представить амплитуду каждого из сигналов в виде $A = Ce^{-L}/r_{eff}$, где C — величина, зависящая от мощности и диаграммы направленности передающей антенны; L — суммарные потери, которые связываются с эффективным поглощением, $L = \nu_{eff} (P' - P)/(2c)$, c — скорость света в вакууме, P' и P — соответственно групповой и фазовый пути для квазипараболы [2]; r_{eff} — эффективное расстояние, отражающее фокусировку или дефокусировку, $r_{eff} = \sqrt{tg\beta \cdot D(dD/d\beta)}$, и считать, что в створе комбинации 4-х углов характеристики передающей антенны меняются мало, то такое отношение амплитуд примет вид

$$m = \frac{A_{max}}{A_{min}} = \frac{A_d^{max} + A_u^{max}}{A_d^{min} - A_u^{min}} = \frac{\exp[-\nu_{eff} L_n(\beta_d^{max})]/r_{eff}(\beta_d^{max}) + \exp[-\nu_{eff} L_n(\beta_u^{max})]/r_{eff}(\beta_u^{max})}{\exp[-\nu_{eff} L_n(\beta_d^{min})]/r_{eff}(\beta_d^{min}) - \exp[-\nu_{eff} L_n(\beta_u^{min})]/r_{eff}(\beta_u^{min})}, \quad (2)$$

где A_u и A_d — амплитуды верхних и нижних лучей, β — угол места (скольжения), L_n — нормированное на ν_{eff} значение поглощения L .

Таким образом, предыдущее выражение с известной из эксперимента левой частью и зависящей от параметра ν_{eff} правой частью представляет собой уравнение, которое решается численно.

Оценки параметра $\nu_{\text{эф}}$ по экспериментальным данным. Эксперимент проводился с января по март 2004 г. Принимались сигналы станции РВМ, расположенной на удалении 950 км от п. Ростов, на частоте 9,996 МГц в периоды монохроматического излучения. Было зафиксировано 8 устойчивых интерференционных структур (одна из них представлена на рисунке). Оценки средних значений $\overline{\nu_{\text{эф}}}$ приведены в таблице:

Дата	15.01	14.02	26.02	26.02	18.03	27.03	27.03	14.04
Время, мск	3:00	8:30	7:30	18:30	18:30	8:30	9:00	23:00
$\overline{\nu_{\text{эф}}}$, Гц	100	12548	834	635	3020	6032	2086	8585

Среднее значение эффективной частоты соударений по всем сеансам измерений составило 4230 Гц. Оно примерно в 2,5 раза меньше, чем оценка, полученная в экспериментах на трассе Владикавказ – Харьков протяженностью 940 км, но почти на порядок больше газокинетических значений частоты столкновений. Это подтверждает выводы работы [3] о наличии дополнительного бесстолкновительного затухания ВЧ волн, которое связывается с рассеянием на крупномасштабных неоднородностях электронной концентрации.

Выводы. Разработана новая методика определения эффективной (эквивалентной) частоты соударений электронов, $\nu_{\text{эф}}$, по отношениям амплитуд интерференционных максимумов и минимумов, наблюдаемых вблизи границы мертвой зоны сигналов необыкновенной поляризации. Она отличается от предшествующей [1] тем, что производится учет сферичности Земли и ионосферы, обеспечивающий корректный расчет пространственной фокусировки радиоизлучения. Экспериментальная апробация показала, что разработанная методика подтверждает наличие вблизи МПЧ дополнительного бесстолкновительного ослабления ВЧ волн, превышающего обычное столкновительное поглощение почти на порядок.

Список публикаций:

- [1]. Аютин А.П., Галушко В.Г., Ямпольский Ю.М. О возможности определения поглощения в отклоняющей области ионосферы по измерению поля вблизи мертвой зоны. *Известия вузов. Радиофизика*. 1985. Т.28. №2. С. 247-249.
- [2]. Т.А. Крофт, Г. Хугасьян. Точные расчеты параметров траектории луча в квазипараболической ионосфере без учета магнитного поля. // *Лучевое приближение и вопросы распространения радиоволн. Сборник статей*. М.: Наука. 1971. С.74-83.
- [3]. В.С. Белей, В.Г. Галушко, В.И. Водозакин, П.Ф. Денисенко, М.П. Кияновский, В.В. Соцкий, Ю.Н. Фаер, Ю.М. Ямпольский. Бесстолкновительные потери при ионосферном распространении декаметровых радиоволн. // *Геомагнетизм и аэронавигация*. 1990. Т.30, № 6, С.979-985.

Исследование круглых волноводов с периодически повторяющимися радиальными ребрами

Губский Алексей Дмитриевич
 Ростовский Государственный Университет
 Синявский Геннадий Петрович, д.ф.-м.н.
ds@phys.rsu.ru

Круглые волноводы с периодически повторяющимися радиально расположенными металлическими ребрами произвольной толщины и слоистым диэлектрическим заполнением составляют класс устройств, широко применяемых в СВЧ и КВЧ технике. Они используются в устройствах для получения круговой поляризации, в делителях мощности, в ответвителях, в антенной технике. Кроме этого, данные структуры обладают фильтрующими свойствами.

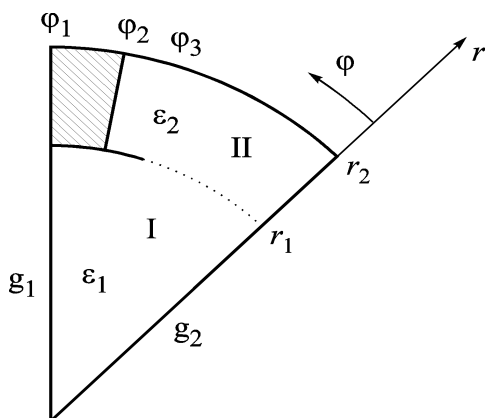


рис. 1.

В большинстве работ, посвященных электродинамическому анализу круглых волноводов с радиальными металлическими ребрами сложного поперечного сечения, проводились исследования только для низшего типа волн, вводились ограничения на соотношения размеров волноводной структуры, периода повторения радиальных ребер и волнового числа распространяющихся волн. Всё это ограничивает использование полученных решений и не даёт полной информации о распространяющихся волнах. В литературе практически отсутствуют результаты расчётов для круглых волноводов с азимутально повторяющимися металлическими радиальными ребрами сложной формы поперечного сечения и диэлектрическим заполнением.

Для решения задачи о нахождении критических частот и постоянных распространения использован метод частичных областей с учетом особенности поведения электромагнитного поля

вблизи ребра. Последовательность применения данного метода к решению поставленной задачи и особенности ее поэтапной реализации заключаются в следующем:

- учитывая симметрию исследуемого волноводного тракта по азимутальной оси φ , можно ограничиться рассмотрением только его части (рис. 1), представляющей собой сектор круглого волновода с одним радиальным металлическим ребром, сложного поперечного сечения. Граничные условия можно задать в виде комбинаций электрических и магнитных стенок. Это позволяет применить найденное решение для исследования большого количества различных волноводных структур;

- в данном случае электромагнитное поле удобно выразить через z - компоненты электрического и магнитного векторов Герца;

- задача сводится к решению системы интегральных уравнений относительно неизвестных функций, описывающих поведение тангенциальных компонент поля на границах раздела частичных областей, заданных цилиндрическими поверхностями $\varphi = \text{const}$;

- при сведении задачи к СЛАУ и аппроксимации тангенциальных компонент электромагнитного поля на границах сшивания учитывалась особенность поведения поля вблизи металлодиэлектрического ребра;

- в результате выполненных преобразований, с учетом аналитически вычисленных интегралов, задача сводится к нахождению из решения СЛАУ критических частот и постоянных распространения электромагнитных волн.

Исследование внутренней сходимости метода показало, что выбранные весовые множители и соответствующие им ортогональные полиномы Гегенбауэра или Чебышева обеспечивают быструю сходимость результатов. Установлено, что при проведении расчетов с погрешностью менее 0,5% достаточно учитывать 2-3 члена в разложениях неизвестных функций, аппроксимирующих поле на границах сшивания, и порядка 50 членов в рядах, входящих в матричные элементы СЛАУ, вычисляемых на заключительном этапе решения задачи. Проведенные расчеты подтвердили быструю внутреннюю сходимость метода решения, достоверность и высокую точность получаемых результатов. В работе исследована зависимость собственного спектра различных структур от геометрических размеров и количества азимутально симметричных неоднородностей.

Температурные зависимости спектров магнитной проницаемости гексаферрита CoZnW

*Доценко Ольга Александровна
Томский Государственный Университет
Суляев Валентин Иванович, к.ф.-м.н.
dol@elefot.tsu.ru*

В связи с развитием современных средств связи (мобильные телефоны), цифровой видео- и фотоаппаратуры и других устройств, где применяется высокочастотная электроника, потребовались магнитные материалы, способные работать в микроволновой области электромагнитного излучения. Применение магнитных материалов позволяет снизить размеры, уменьшить вес радиоустройств и энергопотребление. Они необходимы для использования в качестве магнитных сердечников, а также для обеспечения электромагнитной совместимости отдельных узлов радиоаппаратуры. Этим противоречивым требованиям: высокое значение действительной составляющей магнитной проницаемости и малая величина потерь для сердечников, но значительная величина мнимой составляющей для поглотителей микроволнового излучения во втором случае, удовлетворяют ферриты с гексагональной структурой (гексаферриты). Гексаферриты отличаются более высокими значениями дисперсионных частот, которые определяются величинами полей магнитной кристаллографической анизотропии, во много раз превосходящими широко используемых в низкочастотной области ферритов со структурой шпинели и граната. Положением области дисперсии, определяемой естественным ферромагнитным резонансом (ЕФМР), то есть совпадением частоты электромагнитного излучения с частотой прецессии магнитного момента в поле анизотропии, можно управлять, изменяя химический состав.

В частности, в гексаферритах системы $\text{Co}_{2-x}\text{Zn}_x\text{W}$ замена магнитных ионов кобальта немагнитными ионами цинка приводит к росту намагниченности насыщения и позволяет управлять константами магнитной кристаллографической анизотропии, то есть смещать область больших потерь по шкале частот в широких пределах [1]. Известно также, что константы анизотропии температурнозависимы.

Представляет интерес исследовать поведение спектров магнитной проницаемости гексаферритов в климатическом диапазоне температур, поскольку данные об этом позволяют прогнозировать пределы устойчивой работы радиоэлектронных средств при изменении внешних условий.

Изучение температурной зависимости комплексной магнитной проницаемости $\mu^* = \mu' - i\mu''$ производилось на автоматизированной установке [2], основой СВЧ-тракта которого являются панорамные измерители КСВн. Температура устанавливалась испарением жидкого азота и регулировалась нагревательными элементами.

Измерение температуры осуществлялась терморезистором посредством измерения его сопротивления измерительным мостом Е7-8. Для более точного определения тенденции изменения магнитных свойств мы несколько расширили диапазон температур за пределы климатического диапазона.

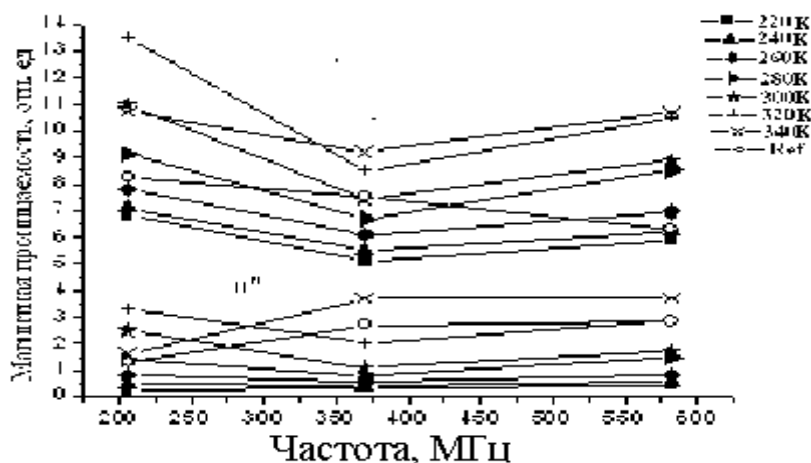


рис. 1. Температурные спектры магнитной проницаемости гексаферрита $CoZnW$

В качестве измерительной ячейки использовался нерегулярный микрополосковый резонатор, в воздушную полость которого помещался образец из гексаферрита, заполняющий весь объем полости. Измерения проводились на четных модах колебания, когда в воздушной полости располагалась пучность магнитного поля и узел электрического. Достоверность измерений контролировалась сравнением результатов, полученных волноводным методом (график «Ref» на рис. 1.) при комнатной температуре.

Проведенное исследование показало, что в гексаферрите $CoZnW$ в выбранной области температур отмечаются значительные изменения как действительной, так и мнимой составляющих магнитной проницаемости. Следующий этап работы – исследование наноразмерных порошков данного материала, полученных методом механической активации [3].

Список публикаций:

- [1] Журавлев В.А., Суляев В.И., Найден Е.П., Рябцев Г.И., Кириченко В.И. Особенности спектров магнитной проницаемости гексаферритов $Co_{2-x}Zn_xW$ в области спин-переориентационного фазового перехода. // Известия высших учебных заведений СССР. Физика, 1990. - т.33. - №9. - С.107-109.
- [2] Суляев В.И., Журавлев В.А., Кочеткова Т.Д., Судаков С.В. Автоматизированная установка для исследования температурной зависимости спектров диэлектрической проницаемости полярных жидкостей в диапазоне 0.1–1.25 ГГц // Приборы и техника эксперимента. – 2003. – №5. – С. 1-5.
- [3] Найден Е.П., Суляев В.И., Бир А.В., Политов М.В. Спектры магнитной проницаемости наноразмерных порошков гексаферритов // Ж. структурной химии, 2004. – т 45. - С.115-117.

Источник питания для высоковольтного выпрямителя установки электронного охлаждения

Дружков Александр Владимирович

Новосибирский Государственный Университет

Евтушенко Юрий Анатольевич

druzhkov_alex@gorodok.net

Установка электронного охлаждения предназначена для формирования пучков тяжелых частиц с такими параметрами, как малый эмиттанс и малый поперечный разброс импульсов. С этой целью пучок тяжелых частиц взаимодействует с электронным пучком, который создается нашей установкой. Эффективность данного процесса напрямую определяется разбросом скоростей в пучке электронов или, что то же самое, разбросом их энергий.

Данное условие накладывает ограничение на стабильность выходного напряжения высоковольтного источника питания 300 кВ, служащего для ускорения электронов. Уровень пульсаций этого напряжения не должен превышать 10^{-6} . Кроме того, отклонения напряжения от заданной величины за длительный интервал времени не должны превышать 10^{-5} .

Источник питания включает в себя две петли стабилизации. Первая петля преимущественно служит для подавления пульсаций выпрямленного сетевого напряжения 300 Гц. Опорным напряжением для нее служит напряжение, подаваемое со второй петли стабилизации (в которую входит высоковольтная часть). Вторая петля

отслеживает пульсации 50 Гц и 300 Гц, наводимые на электронный пучок, изменения его тока, а также нестабильности за длительный интервал времени. Источником опорного напряжения для всего источника питания является ЦАП, управляемый компьютером. Точность ЦАП составляет $2 \cdot 10^{-6}$.

Первая петля стабилизации выполнена на основе инвертора 20 кГц, развязывающего трансформатора и блока выпрямителя/фильтра. Сигнал обратной связи управляет скважностью выходных импульсов инвертора (ШИМ-управление).

Стабилизированное таким образом напряжение 300 В поступает на высокочастотный инвертор 300 кГц, после которого стоят высокочастотный трансформатор (с коэффициентом трансформации б), резонансный контур (повышающий напряжение до 20 кВ) и высоковольтный выпрямитель (динаметрон), на выходе которого создается требуемое напряжение 300 кВ.

Для обеих петель стабилизации были проведены компьютерные расчеты на предмет их устойчивости. Кроме того, компьютерное моделирование показало, что при выбранных параметрах источника возможно достичь уровня пульсаций 10^{-6} . Достигнутый к настоящему времени уровень пульсаций составляет от 10^{-4} до нескольких единиц 10^{-5} , и ведутся работы по его уменьшению.

Исследование линий передачи на основе композиции конечного интегрального преобразования типа Меллина с методом Винера – Хопфа

Жалнина Елена Владимировна

Томский Государственный Университет

Беличенко Виктор Петрович, к.ф.-м.н.

elenazev2@mail.ru

В последнее время большой интерес проявляют к реберно - диэлектрической линии, которая представляет собой новый тип линий передач, а именно линию передачи сверхвысокочастотного диапазона, в которой диэлектрический слой является волноведущим, а тонкие металлические ребра способствуют концентрации энергии рабочей волны на ограниченном по ширине участке диэлектрического слоя. Такие конструкции используют в качестве связующих элементов в плоскости одного этажа объемных интегральных схем.

Построение полной электродинамической теории РДЛ представляет собой сложную задачу математической теории дифракции, прежде всего потому, что электромагнитное поле в общем случае имеет все шесть компонент. Учитывая, что электромагнитное поле рабочей волны РДЛ сосредоточено в области ребер, можно перейти к закрытой модели РДЛ, установив виртуальные электрические или магнитные стенки на некотором удалении от ребер.

Целью данной работы является получение строгого решения электродинамической задачи для одной закрытой модели реберной линии передачи. Поперечное сечение этой линии образовано окружностью радиуса b и системой N радиальных отрезков, отстоящих друг от друга на угловом расстоянии $2\pi / N$ (см. рис.1).

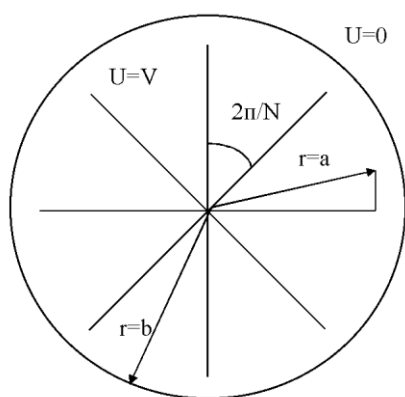


рис. 1

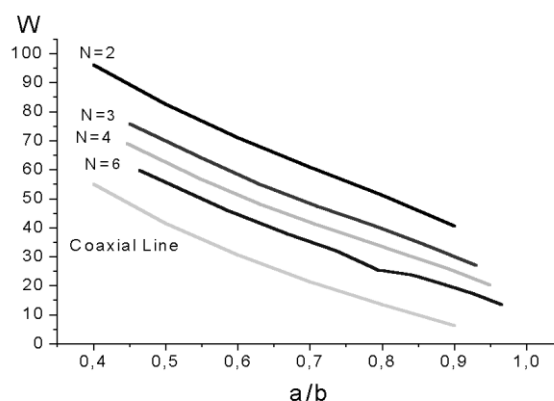


рис. 2

Задача заключается в отыскании функции $U(r, \varphi)$, которая является решением уравнения Лапласа (1) и удовлетворяет граничным условиям (2) и условиям на ребрах (3):

$$r \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial U}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 U}{\partial \varphi^2} = 0, \quad (1)$$

$$U(r, 2\pi/N) = V, \text{ при } 0 \leq r \leq a; \quad V = \text{const}, \quad U(b, \varphi) = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial U(r, \varphi)}{\partial \varphi} = O \left((a-r)^{\frac{1}{2}} \right), \text{ при } r \rightarrow a-0, \varphi = 2\pi m/N, m=1,2,\dots,N. \quad (3)$$

Для решения использовано конечное интегральное преобразование (4), (5) типа Меллина

$$\Phi(\nu) = \int_0^b \left[\left(\frac{r}{b} \right)^\nu - \left(\frac{r}{b} \right)^{-\nu} \right] \cdot f(r) \frac{dr}{r}, \quad (4)$$

$$f(r) = \frac{1}{2\pi i} \int_L \left(\frac{r}{b} \right)^{-\nu} \Phi(\nu) d\nu, \quad 0 < r < b, \quad (5)$$

где контур интегрирования проходит в плоскости комплексного переменного ν . Применение прямого преобразования (4), приводит к обобщенному функциональному уравнению типа Винера-Хопфа.

$$[2\nu Q(\nu) + 4\nu] \cdot \sin \frac{\nu\pi}{N} = -\frac{1}{\varepsilon} F(\nu) \cdot \cos \frac{\nu\pi}{N}, \quad (6)$$

где $F(\nu)$ преобразование от поверхностной плотности заряда, а $Q(\nu)$ -целая функция. Это уравнение сведено к быстро сходящейся бесконечной системе линейных алгебраических уравнений, которая может решаться либо методом редукции или методом последовательных приближений. После решения системы легко определяется функция $F(\nu)$, а затем с использованием обратного преобразования (5) поверхностная плотность заряда. Это позволяет изучить ряд характеристик линии, представляющих практический интерес.

В качестве примера приведем результаты расчета волнового сопротивления линии с различной геометрией внутреннего проводника (рис.2). Видно, что, изменяя количество пластин N внутреннего проводника, можно в очень широких пределах варьировать сопротивление. Для сравнения здесь же представлен график зависимости волнового сопротивления для обычной коаксиальной линии.

К оптимальной реализации цифровых схем

Жарикова Светлана Владимировна

Томский Государственный Университет

Евтушенко Нина Владимировна, д.т.н.

Zharikova@elefot.tsu.ru

Современные цифровые схемы имеют сложную структуру и состоят из огромного количества логических элементов. В результате не всегда удается спроектировать схему таким образом, чтобы схема имела оптимальную реализацию, к примеру, состояла из наименьшего числа элементов и/или имела наименьшее количество соединений. Отсюда возникает задача оптимизации схемы, т.е. для заданной цифровой схемы требуется построить эквивалентную схему, оптимальную согласно заданному критерию. В данной работе предполагается, что схема состоит из элементов памяти (триггеров) и вентилей (простых логических элементов И, ИЛИ, НЕ, и т.п.). Начальное состояние памяти может быть произвольным, однако известно, что схема работает правильно, начиная только в некоторых «хороших» состояниях. Возникает вопрос: как оптимально добавить в схему связи и/или вентили, чтобы через один или несколько тактов из любого состояния схема переходила в «хорошее» состояние и не могла выйти из множества таких состояний. Подобная задача возникает, например, при синтезе оптимальных фазорасщепителей [1].

Для формального решения задачи необходимо ответить на следующие вопросы:

- 1) Какая формальная модель используется для описания поведения элементов и схемы в целом?
- 2) С какой точностью цифровая схема должна соответствовать спецификации?
- 3) Каковы правила функционирования схемы (синхронные, асинхронные и т.п.)?

В качестве формальной модели для описания поведения цифровых схем широко используются конечные автоматы. Предполагается, что память (состояния триггеров) это состояния автомата, векторы входных и

выходных сигналов суть входной и выходной алфавиты автомата соответственно, реакция схемы на входные сигналы описывается отношением переходов автомата. Схема функционирует синхронно, то есть все триггеры переключаются по общему синхросигналу. Мы также предполагаем, что единственным входным сигналом является синхросигнал, который поступает на все триггеры.

В этом случае в качестве начального решения можно построить схему, которая обеспечивает требуемое поведение из одного или нескольких начальных состояний. В остальных состояниях переход возможен в любое состояние, т.е. в качестве начального решения выбирается недетерминированный автомат. Решением является любой подавтомат данного недетерминированного автомата, который из любого начального состояния переходит в одно из состояний из множества «хороших состояний» и не выходит из состояний этого множества. Задача может быть решена выбором любого подавтомата с такими свойствами, и последующим синтезом логических элементов. Однако в этом случае построенная схема не будет оптимальной. Поэтому для решения задачи предлагается проанализировать:

- 1) Какие триггеры и, соответственно, начальные решения желательно использовать;
- 2) Выбрать структуру схемы, то есть соединения триггеров и комбинационной схемы, которую образуют вентили;
- 3) Сформулировать критерии выбора подавтомата.

В докладе решение поставленных выше задач иллюстрируется на примере 6-фазного расщепителя [2].

Список публикаций:

- [1]. Колосов А., Громов М., Жарикова С., Попов Д. Синтез цифровых узлов схем управления многофазными инверторами. Томск, Первая конференция Студенческого научно-исследовательского инкубатора, 2005.
[2]. Патент №1248019 на изобретение: «Устройство для управления m -фазным инвертором», 1993.

Электромагнитные процессы в запердельных многослойных круглых волноводах

Иванов Юрий Геннадьевич

Томский Государственный Университет

Жуков Андрей Александрович, к.ф.-м.н.

792-ijg@elefot.tsu.ru

Известно, что запердельные многослойные круглые волноводы и измерительные ячейки на их основе используются для контроля диэлектрических свойств материалов и сред [1]. Однако эти же структуры могут быть использованы и в устройствах контроля магнитной проницаемости веществ.

Базовой электродинамической моделью измерительных ячеек для исследования электрических и магнитных свойств различных материалов волноводным методом в широком диапазоне частот является круглый осесимметричный волновод. Поперечное сечение волновода представляет собой набор примыкающих друг к другу коаксиальных цилиндрических слоев. Количество цилиндров и соотношение их параметров определяют постоянную распространения $k_0\Gamma = k_0\Gamma' + jk_0\Gamma''$ на заданной частоте $\omega = k_0 \cdot c$ электродинамического процесса.

Постоянная распространения определяется из решения уравнений Максвелла для поставленной граничной задачи. С учетом непрерывности касательных составляющих полей на границе раздела сред, условий в центре волновода и на внешней границе формируется дисперсионное уравнение. При таком подходе дисперсионное уравнение формируется в неявном виде и допускает лишь численный анализ. На основе рассмотренной модели проведен анализ поведения волн E_{01} и H_{01} в запердельном двухслойном волноводе.

В работе [2] показано, что затухание волны E_{01} существенно зависит от отношения ϵ_1/ϵ_2 диэлектрических проницаемостей слоев волновода. Это вызвано переотражением и интерференцией электромагнитного поля от границы раздела слоев и стенки волновода.

Подобные исследования проведены нами для волны H_{01} . На (рис.1) приведена зависимость мнимой части постоянной распространения этой волны от магнитной проницаемости внешнего слоя μ_2 при различных значениях магнитной проницаемости внутреннего слоя μ_1 . Пунктирной линией представлена зависимость затухания волны H_{01} в однородном волноводе. Из графиков видно, что при увеличении μ_2 резко возрастает коэффициент затухания волны, что соответствует концентрации энергии электромагнитного поля во внешнем слое.

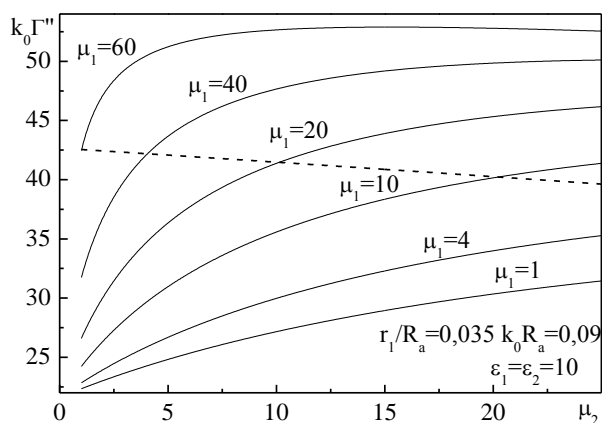


рис. 1

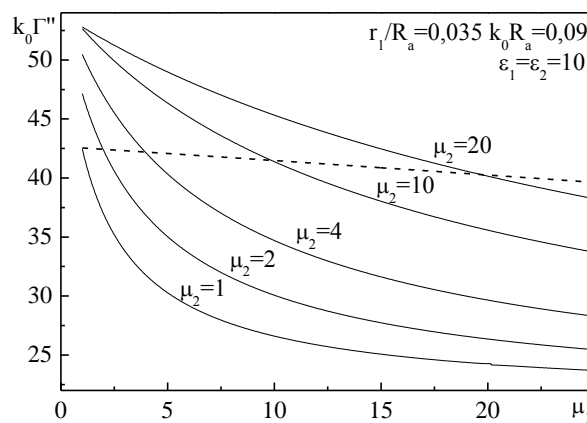


рис. 2

Обратная картина наблюдается при изменении магнитной проницаемости внутреннего слоя μ_1 для набора фиксированных значений проницаемости внешнего слоя μ_2 (см. рис.2). Пунктирная линия соответствует зависимости затухания волны H_{01} в однородном волноводе. Как видно из графиков, при увеличении μ_1 резко уменьшается коэффициент затухания волновода. Это соответствует концентрации энергии электромагнитного поля в центральном слое.

Установленные особенности затухания волны H_{01} могут быть использованы при разработке устройств измерения магнитной проницаемости материалов и сред.

Список публикаций:

- [1] Устройство для измерения электрофизических свойств текучей среды в трубопроводе. РФ. Патент на изобретение №2203482. Зарегистрирован в Государственном реестре РФ 27.04.2003
 [2] Жуков А.А., Редькин Г.А., Мудров А.Е., Хасанов В.Я. Контроль электрофизических параметров текучих сред радиоволновыми методами на запредельных волноводах// Дефектоскопия. – 1998. – № 10. – с. 47–58.

Дифракция электромагнитной волны на двумерно периодической апертурной решетке конечной толщины

Казьмин Игорь Александрович
 Зеленчук Дмитрий Евгеньевич
 Ростовский Государственный Университет
 Лерер Александр Михайлович д.ф.-м.н.
ikazmin@mail.ru

В настоящее время широкое применение находят устройства, использующие двумерно периодические решетки планарных отражателей. В различных вариантах исполнения: либо микрополосковые отражатели на диэлектрической подложке, либо апертуры в металлическом экране, эти структуры получили название частотно-селективных поверхностей (ЧСП) и используются в качестве пространственных фильтров для квазиоптического разделения сигнала, поляризационных фильтров, антенных обтекателей, средств радиозащиты, а также ряда антенных диплексеров и пространственных фильтров, используемых в зеркальных антеннах миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов.

Как отмечается в [1], одной из особенностей апертурных решеток миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов является тот факт, что толщина экрана соизмерима с размерами щели. Поэтому, приближение бесконечно тонкого экрана, обеспечивающее достаточную точность в сантиметровом диапазоне, дает ощутимую погрешность в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах.

Решение задачи о дифракции плоской электромагнитной волны на апертурной ЧСП в приближении бесконечно тонкого экрана получено в работе [2]. В этой же работе конечная толщина экрана учитывается приближенно с помощью формул, полученных в работе [3]. В настоящей работе предложен строгий электродинамический метод, учитывающий конечную толщину экрана в апертурной ЧСП. Также исследовано влияние толщины экрана на дифракционные характеристики решетки.

Рассмотрим произвольное падение плоской монохроматической волны на бесконечную двумерную прямоугольную решетку апертур. Элементарная ячейка исследуемой структуры изображена на рис.1.

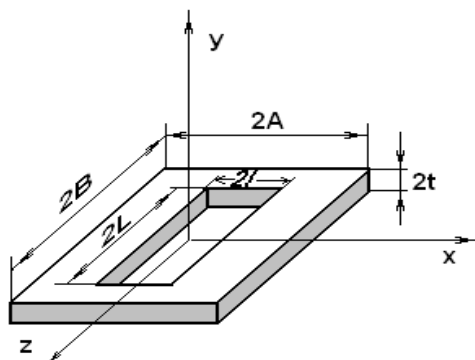


рис.1. Элементарная ячейка апертурной ЧСП.

Решение строится по методу частичных областей. Данную структуру с учетом симметрии можно разбить на 2 частичные области: область 1 – пространство над решеткой, область 2 – пространство в апертурах (рис.1).

Для учета конечной толщины экрана электромагнитное поле в области 2 мы представляем в виде суперпозиции E- и H- волн прямоугольного волновода.

Удовлетворяя граничным условиям на границе раздела областей, получаем следующие сумматорные уравнения:

$$\begin{aligned} V_1^{-1}(M_{mn}^{z,1} f_{mn}^{11} + M_{mn}^{x,1} f_{mn}^{12}) - V_z^{-1}(M_{mn}^{z,2} ff_{mn}^{11} + M_{mn}^{x,2} ff_{mn}^{12}) &= i\omega\mu_0 H_z^{6H}(x, z) \\ V_1^{-1}(M_{mn}^{z,1} f_{mn}^{12} + M_{mn}^{x,1} f_{mn}^{22}) - V_x^{-1}(M_{mn}^{z,2} ff_{mn}^{12} + M_{mn}^{x,2} ff_{mn}^{22}) &= i\omega\mu_0 H_x^{6H}(x, z), \end{aligned} \quad (1)$$

где V – операторы преобразования Фурье, $M_{mn}^{\alpha,j}$ – Фурье-образы магнитных токов на апертуре (α – наименование оси координат, j – номер области), f_{mn} и ff_{mn} – компоненты тензорного ядра сумматорных уравнений (1), H^{6H} – напряженность внешнего магнитного поля, i – мнимая единица, ω – циклическая частота падающей волны, μ_0 – магнитная проницаемость вакуума.

Уравнения (1) решены методом Галеркина с базисом, учитывающим особенность на ребре. В качестве основы для такого базиса мы брали взвешенные полиномы Чебышева 1 и 2 рода.

На основе изложенного алгоритма была разработана компьютерная программа на языке C++. С помощью разработанной программы была исследована зависимость резонансной частоты от размеров решетки при разных углах падения волны. На рис.2 показана зависимость резонансной частоты от толщины апертуры для ЧСП с размерами $A=0.245$ мм, $B=0.25$ мм, $L=0.23$ мм, $t=0.0085$ мм.

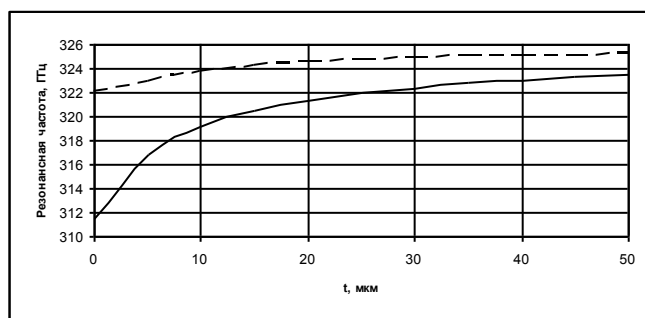


рис.2. Зависимость резонансной частоты от толщины апертуры при нормальном падении (сплошная линия) и падении ТЕ-поляризованной волны под углом 45° (пунктирная линия).

Также была исследована внутренняя сходимость метода. Проведенное исследование показало, что для достижения относительной погрешности порядка 0.1% достаточно брать 3-5 базисных функций и 100-150 членов в рядах.

Список публикаций:

- [1]. Dickie R., Cahill R., Gamble H.S., Fusco V.F., Moyna B., Huggard P.G., Grant N. and Philpot C. Micromachined 300 GHz high Q resonant slot frequency selective surface filter. // Proc. IEE Microwaves Antennas and Propagation, 2004, vol.151, №1, pp. 31 – 36.
- [2]. Zelenchuk D., Lerer A., Schuchinsky A. Layered Slot Arrays: Full-Wave Analysis and Parametric Study. // Proc. 27th ESA Antenna Workshop on Innovative Periodic Antennas, Santiago de Compostela, Spain, 2004, pp. 611-618.
- [3]. Гарб Х.Л., Левинсон И.Б., Фридберг П.Ш. Учет толщины стенки в целевых задачах электродинамики. // Радиотехника и электроника, 1968, т.13, №12, с.2152-2161.

ЛОВ – спектроскопия природных и синтетических материалов

Калмыкова Ольга Николаевна

Ожегов Роман Викторович

Московский Педагогический Государственный Университет

Окунев Олег Валерьевич, к.ф.-м.н.

oniks@lenta.ru

В последние десятилетие, основываясь на успехах создания детекторов миллиметрового (ММ) и субмиллиметрового (СММ) диапазонов длин волн, широкое развитие получило ММ и СММ тепловидение - визуализация объектов с использованием их теплового излучения

Тепловизоры ММ и СММ диапазонов длин волн используются в медицине в качестве диагностического инструмента для выявления заболеваний на ранней стадии развития. Для применения тепловизоров в службах охраны и контроля, в службах экологического мониторинга, необходимо знать оптические и диэлектрические характеристики природных и синтетических материалов, например, материала используемого для пошива одежды, дерева и картона, применяемых в промышленности.

Одним из способов изучения оптических и диэлектрических характеристик материалов является метод ММ и СММ спектроскопии, где в качестве источника излучения используется лампа обратной волны (ЛОВ), поэтому ММ и СММ спектроскопию так же называют ЛОВ спектроскопией.

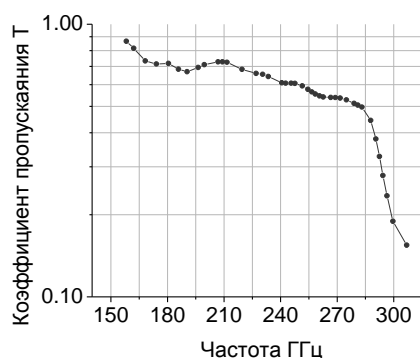
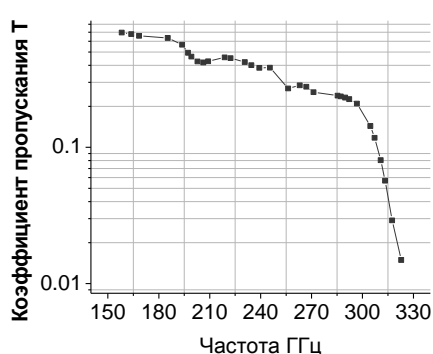
В работе проводились измерения зависимости коэффициента пропускания $T(\nu)$ и отражения $R(\nu)$ от частоты, исходя из этих величин, рассчитываются следующие характеристики материалов: комплексная диэлектрическая проницаемость $\epsilon^* = \epsilon' + i\epsilon''$; тангенс угла потерь $\operatorname{tg} \delta = \frac{\epsilon''}{\epsilon'}$; показатель преломления материала $n^* = n' + in''$.

Измерения зависимости коэффициента пропускания от частоты $T(\nu)$ проводились на установке, состоящей из источника излучения – лампа обратной волны (ЛОВ) с рабочим диапазоном частот от 155 ГГц до 340 ГГц; приемника – оптико-акустического преобразователя (ОАП). В квазиоптическом тракте на делительную пластину из гетинакса падает под углом в 45° электромагнитная волна, которая затем делится и проходит через калибровочный и измерительный тракт. В измерительный тракт помещается образец по ходу луча.

Измерения коэффициента отражения $R(\nu)$ проводятся на той же установке. Волна, отраженная от образца с помощью делительной пластины заводится в приемник ОАП.

Внутренняя структура исследуемых материалов различна, так например, ткани представляют собой полотно, важнейшей характеристикой которых является характер переплетения волокон, то есть определенный порядок чередования перекрытий продольных волокон с поперечными в итоге образующими решётку. Искусственная кожа представляет собой листовой материал с поверхностной плотностью более 200 г/м^2 . Он состоит из относительно коротких волокон различной природы, связанных между собой силами межмолекулярного взаимодействия (адсорбционными силами) и полимерными связующими. У дерева природные волокна располагаются в произвольном порядке.

Ниже приведены графики зависимости $T(\nu)$ в полулогарифмическом масштабе для драпа и имитации пальто (драп с ватином).



В работе были промерены ткани: хлопок, драп, вельвет, кожа: натуральная и синтетическая, шерстянные ткани. Определялся коэффициент пропускания дерева, картона, нефтеносной породы – керна.

Самоорганизованные импульсы генератора с инерционной нелинейностью

Керимбаева Айнура Жарасовна

Елдесбай Азамат Турсынбек-улы

Казахский Национальный Университет им. аль-Фараби

Жанабаев Зейнулла Жанабаевич, д.ф.-м.н

Kerm_Ainur@land.ru

Самоорганизация возможна при наличии нелинейности, неравновесности и незамкнутости и имеет фрактальные, масштабно-инвариантные закономерности. При самоорганизации энтропия уменьшается, поэтому она может служить количественным критерием степени самоорганизации.

Целью настоящей работы является выяснение таких вопросов: каким образом создать и теоретически описать работу генератора самоорганизованных сигналов, каковы количественные информационно-энтропийные критерии степени самоорганизации импульсов (сигналов конечной длительности) различной формы.

Стохастические колебания с соответствующим странным аттрактором в трехмерном фазовом пространстве могут быть получены модифицированным генератором с инерционной нелинейностью [1]. Однако наблюдение масштабно – инвариантных свойств нестационарных сигналов затруднительно, поэтому необходимо иметь импульсы с внутренней структурой. Следовательно, характерное время нелинейного преобразователя должно быть малым (параметр инерционности $g > 1$) и необходимо учесть флуктуации параметров.

В уравнениях движения учитывались флуктуации параметров L, C, M, R (индуктивность, емкость, взаимная индуктивность, сопротивление) и корреляции типа

$$\langle LC \rangle = L_0 C_0 K(m, g, \tau). \quad (1)$$

Вид корреляционной функции $K(m, g, \tau)$ определяется конкретной моделью случайного процесса. Принимая корреляционную функцию флуктуаций в виде гармонического сигнала со случайной равномерно распределенной начальной фазой и случайной амплитудой, получаем искомую корреляционную функцию в виде

$$K(m, g, \tau) = 1 + \frac{m}{g} \cos \frac{\tau}{g}, \quad (2)$$

где m, g являются параметрами возбуждения и инерционности генератора, описываемого системой уравнений

$$\begin{cases} \dot{x} = (m - z)x + y/K(m, g, \tau), \\ \dot{y} = -x, \\ \dot{z} = g(\phi(x)x^2 - z), \end{cases} \quad \phi(x) = \begin{cases} 1, & x > 0, \\ 0, & x \leq 0. \end{cases} \quad (3)$$

Воспользуемся определениями информации и информационной энтропии согласно работам [2-3]. Вероятность реализации информации:

$$P(J) = e^{-J}, \quad P(J) = \int_J^\infty f(J)dJ, \quad \int_0^\infty f(J)dJ = 1, \quad (4)$$

где $f(J)$ – плотность распределения вероятности информации. Информационную энтропию определяем как среднее значение информации:

$$S(J) = \int_J^\infty J f(J)dJ = (J + 1)e^{-J}. \quad (5)$$

Для $0 \leq J \leq \infty$ имеем $1 \geq P(J) \geq 0$ и $1 \geq S \geq 0$.

Самоподобие самоорганизующейся системы предполагает соответствие некоторой характерной функции $g(x)$ функциональному уравнению [3]

$$g(x) = \alpha g(g(x/\alpha)), \quad (6)$$

где α - масштабный множитель. Любая непрерывная функция в своей неподвижной точке удовлетворяет уравнению (6). Принимая в качестве характерных функций функцию вероятности $P(J)$ и информационную энтропию $S(J)$, найдем их неподвижные точки:

$$P(J_1) = J_1, \quad e^{-J_1} = J_1, \quad J_1 = 0.567, \quad (7)$$

$$S(J_2) = J_2, \quad (J_2 + 1)e^{-J_2} = J_2, \quad J_2 = 0.806. \quad (8)$$

Информационная энтропия является метрической и топологической характеристикой. Чтобы количественно описать ее закономерности необходимо пользоваться еще другой, например, чисто метрической характеристикой. В работе получено следующее выражение для коэффициента формы сигналов

$$k_2 = \frac{\left(\langle x_1^2(t) \rangle\right)^{1/2} \left(\langle x_2^2(t) \rangle\right)^{1/2}}{\langle |x_1(t)x_2(t)| \rangle} = const, \quad (9)$$

где $x_1(t)$, $x_2(t)$ – различные реализации по времени. Формула (9) однозначно описывает различие форм отдельных импульсов.

Система уравнений (2), (3) численно исследовалась стандартным методом Рунге-Кутты.

На рис. 1 представлены пример реализации и выделенные импульсы. В качестве импульсов были выбраны фрагменты сигнала между нулевыми значениями амплитуд, как показано на рис. 1, где ν – число нулей $x(t)$ внутри одного импульса.

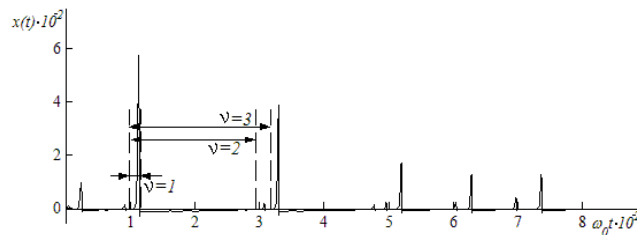


рис. 1. Реализация $x(t)$ при $m=1.6$, $g=4.3$

На рис. 2 показано изменение относительного значения информационной энтропии импульсов в зависимости от коэффициента формы. Максимальная энтропия $S_m = 7,451$ при $\delta = 10^{-3}$ соответствует равнобедренному треугольному импульсу. Интервалу самоорганизации $S/S_m \in [J_1, J_2]$, где J_1 , J_2 определены формулами (7), (8), принадлежат только перемежаемые сигналы $x(t)$, состоящие из положительных и отрицательных импульсов. Значения $1 \leq k_2/k_{2m} \leq 2.5$ соответствуют различным импульсам, включая перемежаемые с $\nu=1,2,3$, а значения $2.5 \leq k_2/k_{2m} \leq 8$ – только перемежаемому сигналу с $\nu=1$.

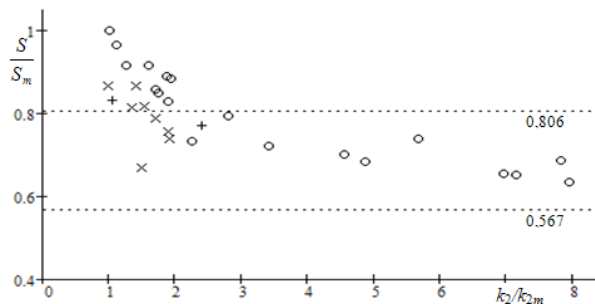


рис. 2. Зависимость относительной энтропии импульсов от коэффициента формы ν : $\times - 0$, $o - 1$, $+ - 2$.

Учет хаотической составляющей движения в простейшей нелинейной системе (с 1,5 степенями свободы) позволяет количественно описать возможности получения сигналов с масштабно-инвариантными свойствами. Ключевые значения имеют установленные нами информационно-энтропийные критерии степени самоорганизации и общая метрическая характеристика самоаффинных (с различными коэффициентами подобия по разным переменным) импульсов. Полученные результаты могут иметь широкие приложения для исследования сложных систем различной природы.

Список публикаций:

- [1]. Anishchenko V.S., Astakhov V.V., Neiman A.B., Vadivasova T.E., Schimansky-Geier L. *Nonlinear Dynamics of Chaotic and Stochastic Systems*. – Springer, 2002, 544 p.
- [2]. Стратонович Р.Л. *Теория информации*. М.: «Сов. радио», 1975. – 424 с.
- [3]. Николис Дж. *Динамика иерархических систем*. М.: Мир. 1989. – 488 с.
- [4]. Zhanabaev Z. Zh. // *Rep. Nat. Acad. of Science RK*. 1996. № 5. – P. 14.

Применение структур, составленных из брэгговских решёток, для преобразования потоков мм-излучения

Кузнецов Александр Сергеевич

*А.В.Аржанников, *Н.С.Гинзбург, В.Г.Иваненко, П.В.Калинин, С.А.Кузнецов, *Н.Ю.Песков, С.Л.Синицкий, В.Д.Степанов*

Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН

**Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород*

Аржанников Андрей Васильевич д.ф.-м.н.

Alexk20@gorodok.net

Одномерные брэгговские структуры в настоящее время широко применяются в микроволновой технике для создания высокодобротных резонаторов с одномерной распределённой обратной связью. Кроме того, с их помощью можно изменять направление распространения излучения и распределение амплитуды ЭМ-волны, что может быть использовано, например, для вывода излучения из микроволнового генератора. В отличие от одномерных двумерные брэгговские структуры позволяют реализовывать двумерно-распределённую обратную связь в резонаторах и создавать микроволновые генераторы, в которых один из поперечных размеров электронного пучка многократно превышает длину волны генерируемого излучения. При этом обеспечивается узкий частотный спектр и пространственная когерентность генерируемого излучения по всей ширине пучка. Создание таких генераторов открывает путь к возможности генерации импульсов излучения с уровнем мощности в несколько гигаватт и энергозапасом $\sim 10^3$ Дж.

На установке ЭЛМИ (ИЯФ, Новосибирск) проводятся исследования по генерации субмикросекундных импульсов мощного 4-мм излучения в планарном лазере на свободных электронах (МСЭ) [1]. Для обеспечения узкого частотного спектра генерируемого излучения в таком генераторе используется двумерная распределённая обратная связь, которая реализуется в резонаторе, образованном двумя планарными брэгговскими отражателями. В описываемых исследованиях один из отражателей, который расположен со стороны входа пучка в резонатор, был составлен из двух брэгговских решеток с двумерной гофрировкой поверхности. Другой отражатель, стоящий на выходе пучка, был образован парой одномерных решеток. В численных расчетах и “холодных” измерениях было показано, что в таком резонаторе могут возбуждаться два типа собственных мод. В случае открытых боковых торцов двумерного отражателя в резонаторе возбуждаются только “решеточные” моды, которые связаны с рассеянием волн на его боковых поверхностях, имеющих двумерную гофрировку. В случае же закрытых боковых торцов двумерного отражателя в резонаторе появляются так называемые “запертые” моды, обусловленные рассеянием на двумерной гофрировке высокодобротных ЭМ колебаний, запертых между проводящими боковыми торцами входного отражателя. Оказалось, что “запертые” моды в ряде случаев могут доминировать над “решеточными”. Соотношение между этими типами мод в условиях нашего реального эксперимента мы варьировали с помощью установки поглотителя СВЧ-излучения на боковых торцах двумерного брэгговского отражателя.

Для вывода генерируемого излучения из лазера используется дефлектор волн, составленный из брэгговских решёток с одномерной гофрировкой, направленной под углом 45° к направлению падающей ЭМ-волны. Такой дефлектор рассеивает падающее излучение в перпендикулярном направлении, благодаря чему удаётся разделить микроволновое излучение и электронный пучок, и вывести излучение из вакуумного канала лазера. Использование дефлектора волн позволило упростить систему вывода генерируемого излучения и сброса электронного пучка на коллектор, а так же позволило удалить коллектор пучка от области вывода излучения, и тем самым увеличить время дрейфа приколлекторной плазмы до выходного рефлектора резонатора, что является одной из основных причин укорочения длительности генерации излучения. При подборе оптимального профиля гофрированной поверхности удаётся выводить более 80% мощности излучения в требуемой H_{10} моде.

В описываемой серии экспериментов с планарным МСЭ на установке ЭЛМИ ленточный релятивистский электронный пучок имел следующие параметры: $E_e \approx 0.9$ МэВ, $I_b \approx 3$ кА, $\tau_b \approx 3$ нс, сечение пучка 0.4×7 см. Основной целью текущих экспериментов было изучение спектрального состава излучения, генерируемого в такой системе и отслеживание поведения спектра излучения в течение всего импульса генерации. Для спектральных измерений использовались две диагностические системы – диагностика на основе квазиоптических фильтров Фабри-Перо, состоящая из каналов настроенных на фиксированную частоту с шириной полосы пропускания каждого канала 0.8 ГГц, которые перекрывали диапазон 72-77 ГГц, и гетеродинную диагностику с разрешением 20 МГц в полосе регистрации около 1 ГГц. Эту полосу можно было перемещать по исследуемому диапазону частот.

В серии многочисленных экспериментов с использованием указанных диагностик были зарегистрированы два типа генерации импульсов излучения, которые сильно различаются по поведению спектрального состава во времени. В одном из них генерация осуществляется в течение всего импульса в довольно широком спектральном диапазоне, что соответствует наличию нескольких мод одновременно. В другом режиме реализуются условия генерации излучения, в которых при полной длительности генерации субмикросекундного диапазона наблюдаются стонаносекундные импульсы с узкой полосой, соответствующей

одномодовой генерации. Частоты этих мод расположены в полосе 73 ÷ 75 ГГц и хорошо согласуются с результатами расчетов и “холодных” измерений.

Список публикаций:

[1]. А. В. Аржанников, В. Б. Бобылев, Н. С. Гинзбург и др. Изв. Вузов, Радиофизика, 46(2003), 10, с. 907-913.

Локализация энергии электромагнитного поля в ближней зоне электрических и магнитных излучателей

Литвинов Сергей Николаевич

Томский Государственный Университет

Беличенко Виктор Петрович, к.ф.-м.н.

lsn793@mail2000.ru

Полоса пропускания является одной из важнейших характеристик антенны. В пределах неё обеспечивается передача без существенных искажений всего спектра сигнала. В основном ширина полосы пропускания антенны определяется зависимостью её входного сопротивления от частоты. При питании антенны фидером изменение её входного сопротивления вызывает рассогласование, то есть появление отраженных волн в фидере, что приводит к искажению излучаемого сигнала. Особенно существенны искажения широкополосных сигналов.

В идеальном случае в требуемой полосе частот вещественная часть входного сопротивления постоянна, а мнимая часть равна нулю. Добиться этого в достаточно широкой полосе частот принципиально невозможно из-за наличия большого запаса реактивной энергии вблизи излучателя.

Уменьшить реактивную энергию можно, используя комбинацию электрического и магнитного излучателей. Комбинация этих излучателей позволяет создать такую структуру поля в ближней зоне, при которой запас реактивной энергии значительно уменьшается. Т. о, для улучшения согласования и увеличения полосы пропускания произвольной антенны следует стремиться к равенству электрической и магнитной энергий в ближней зоне.

В связи с этим представляет большой интерес исследование распределения энергии в ближней зоне электрических и магнитных излучателей.

В данной работе представлен способ определения запасенной энергии произвольной системы электрических и магнитных токов. То есть, получены удобные аналитические выражения, позволяющие провести расчет запасенной энергии вне сферы, заключающей источники. В эти выражения входят коэффициенты, полностью определяемые распределением токов. Для расчета энергии запасенной вблизи источников из полного запаса энергии вычитается та часть, которая связана с излучением. Это представление справедливо для произвольной конфигурации системы источников, целиком заключенной в воображаемую сферу радиуса a . Суммарную запасенную энергию в сферической системе координат можно вычислить с использованием следующего выражения

$$W_e + W_m = \int_a^\infty dr \left[\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi \sin \theta d\theta r^2 \left\{ \frac{\varepsilon}{4} |\mathbf{E}|^2 + \frac{\mu}{4} |\mathbf{H}|^2 \right\} - \frac{N_R}{2c} \right], \quad (1)$$

где $N_R = \operatorname{Re} \int_S (\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*) ds$, a – радиус сферы и c – скорость света.

Чтобы вычислить W_e или W_m отдельно необходимо дополнительно использовать комплексную теорему Пойнтинга, из которой можно получить выражение для разности энергий

$$W_e - W_m = \frac{1}{4\omega} \operatorname{Im} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi d\theta \sin \theta a^2 \mathbf{i} (\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*). \quad (2)$$

Таким образом, комбинируя выражения (1) и (2), получаем расчетные соотношения для запасов электрической и магнитной энергий в ближней зоне излучающей системы.

Согласно предложенному способу были получены общие выражения для запасов энергии произвольной системы электрических и магнитных токов. При этом использование известных выражений для поля такой системы позволило привести соотношения (1) и (2) к удобному аналитическому виду. Коэффициенты,

фигурирующие в этих выражениях, полностью определяются конфигурацией излучающей системы и распределением токов.

В частности, с помощью полученных выражений проведен расчет запасов электрической и магнитной энергий для симметричного электрического вибратора и рамки. Также показано, что комбинация электрического и магнитного излучателей приводит к расширению полосы согласования.

Алгоритм обработки ФМ-сигналов на фоне шумов с использованием меры Кульбака в задаче определения временной задержки

Логинов Алексей Андреевич

Нижегородский Государственный Университет

Фидельман Владимир Романович, д.т.н.

loginov@nifti.unn.ru

Одной из основных задач ряда технических приложений (дефектоскопия, навигация, радиолокация, радиосвязь) является определение временной задержки коротких информационных сигналов при многоканальном распространении. Знание временной задержки между принятыми сигналами позволяет, в частности, получать необходимую информацию о состоянии среды распространения и определять местоположение источников сигналов. Традиционные подходы к решению подобных задач основаны на свойствах взаимной корреляционной функции принимаемых сигналов [1]. Однако произвольное изменение несущей частоты любого из обрабатываемых сигналов, вызванное, например, влиянием эффекта Доплера, приводит к значительному снижению эффективности корреляционных методов. Введение перебора по частоте с целью компенсации неизвестного частотного сдвига делает возможным применение традиционных методов, но влечет за собой большие вычислительные затраты. С другой стороны, существуют алгоритмы решения подобных задач, позволяющие избежать компенсации неизвестного частотного сдвига и значительно сократить время вычислений [3].

В работе предлагается метод определения взаимной временной задержки фазоманипулированных сигналов $x_1(t)$ и $x_2(t)$, регистрируемых независимыми, но синхронизированными по времени приемниками. Сигнал $x_1(t)$ будем считать опорным сигналом, который либо известен априорно, либо регистрируется с хорошим отношением сигнал/шум. Сигнал $x_2(t)$, содержащий в себе сдвинутую по времени искаженную копию сигнала $x_1(t)$, представляет собой исследуемый сигнал. Метод включает цифровую предобработку исходных сигналов, с последующим анализом полученных данных с использованием функционала энтропии Кульбака.

Предобработка качественно напоминает процедуру демодуляции и сводится к прохождению исходных сигналов через цифровой фильтр, в результате чего отсчеты сигнала заменяются отсчетами другой функции $y_i(t) = F(x_i(\omega, t))$, неявно зависящей от мгновенной частоты. Получаемая функция «текущей дисперсии» будет являться неким аналогом манипулирующей функции сигнала. Алгоритм использует адаптивный поиск коэффициентов фильтра на основе метода минимальной дисперсии Кейпона [2] и «скользящее» вычисление автокорреляционной последовательности сигнала по короткой выборке для определения отсчетов функций $y_i(t)$. Проводимая предобработка позволяет избежать компенсации неизвестного частотного сдвига и значительно сократить время вычислений.

Основной целью предлагаемого подхода является разработка метода, позволяющего извлекать наиболее полную информацию об интересующих параметрах сигналов из ограниченного набора наблюдаемых данных. Учитывая, что относительный уровень сигналов $x_1(t)$ и $x_2(t)$ в общем случае различен, а отсчеты последовательностей $y_i(t)$ являются коррелированными случайными величинами, целесообразно в качестве меры обобщенного расстояния между объектами, представленными этими последовательностями, выбрать расстояние Махаланобиса, что соответствует точной реализации принципа максимального правдоподобия для гауссовых сигналов. В случаях, когда предположение о гауссовом характере исследуемых сигналов не является обоснованным (например, пакеты с фазовой манипуляцией) целесообразно применять альтернативные критерии, позволяющие учесть существующие отклонения. В работе предлагается использовать критерий на основе принципа минимума различающей информации Кульбака. В рамках этого принципа задача может быть сформулирована следующим образом: требуется найти фрагмент последовательности $y_2(t)$, распределение вероятностей которого наиболее близко к распределению, соответствующему опорной последовательности $y_1(t)$. Мерой близости в данном случае может служить различающая информация Кульбака в виде:

$$I(p, q) = \sum_i (p_i - q_i) \log \frac{p_i}{q_i}, \quad (1)$$

где p_i – распределение вероятностей, соответствующее исследуемой последовательности $y_2(t)$, q_i – распределение вероятностей, соответствующее опорной последовательности $y_1(t)$. В частном случае аппроксимации распределений вероятностей гауссовым приближением информационный критерий Кульбака принимает удобный для расчетов вид.

Мера Кульбака для отсчетов последовательности $y_1(t)$, не содержащих предварительно обработанный фрагмент сигнала, соответствующий $x_1(t)$, должна быть существенно больше, чем аналогичная мера для содержащих искомым сигнал отсчетов, что оправдывает применение этого критерия в условиях данной задачи. В этом и ряде других случаев информационная мера (1) на основе энтропии Кульбака может служить эффективным критерием близости распределений p_i и q_i , отвечающих выборкам $y_2(t)$ и $y_1(t)$.

Проведенные исследования устойчивости работы алгоритма дают основания для применения описанного метода в задаче обнаружения негауссовых сигналов на фоне шумов в условиях неточного знания несущей частоты.

Список публикаций:

- [1] Бендат Дж., Пирсол А. Прикладной анализ случайных данных. М.: Мир, 1989. – 540 с.
 [2] Марпл-мл. С.Л. Цифровой спектральный анализ и его приложения. М.: Мир, 1990. – 551 с.
 [3] Морозов О.А., Солдатов Е.А., Фидельман В.Р. Определение временной задержки сигналов методом адаптивной цифровой фильтрации. // Автометрия. 1995, № 2, с. 108-113.

Отражающие высокочастотные свойства тонких металлических слоев с учетом влияния материальных параметров

Максимов Алексей Иванович

Сыктывкарский Государственный Университет

Антонец Игорь Викторович, к.ф.-м.н.

LCRem@Rambler.ru

В настоящее время тонкие пленки используются во многих областях промышленности, например, в производстве оптических приборов (просветляющие покрытия и многослойные интерференционные системы), в микроэлектронике (пленочные пассивные и активные элементы) и в авиакосмическом приборостроении (поверхностные пленки для регулирования температуры спутников). В связи с этим, особый интерес представляет исследование их электродинамических свойств в различных диапазонах частот – от оптического до СВЧ. На отражающие свойства тонких металлических слоев непосредственное влияние оказывают такие характеристики слоя как: проводимость, магнитная проницаемость, толщина слоя и т. д.

Особенностью данной работы является построение модели для расчета коэффициента отражения, с учетом специфики поведения материальных параметров тонкого слоя (проводимости и магнитной проницаемости) в зависимости от толщины проводящего слоя и частоты электромагнитного излучения.

Используя метод усреднения в строгой постановке [1], коэффициент отражения электромагнитной волны от тонкого металлического слоя на диэлектрической подложке может быть рассчитан как

$$R = \frac{\nu - \eta_0^2 \zeta}{\nu + 2\eta_0 \vartheta + \eta_0^2 \zeta}, \quad (1)$$

где коэффициенты $\vartheta = 1 + \frac{1}{4} k_1^2 d^2$, $\nu = i\omega\mu_0\mu d$, $\zeta = \sigma d$; $k_1 = \sqrt{i\omega\mu_0\mu\sigma}$ – волновое число для металла, d – толщина слоя. Материальные параметры μ и σ рассчитывались при помощи формул (2-4) [2,3].

$$\mu' = 1 + 4\pi \int_{f_{\min}}^{f_{\max}} \gamma M_s f_0 \frac{f_0^2 - (1 - \alpha^2) f^2}{[f_0^2 - (1 + \alpha^2) f^2]^2 + 4\alpha^2 f^2 f_0^2} \cdot \varphi(f_0) \cdot df_0 \quad (2)$$

$$\mu'' = \int_{f_{\min}}^{f_{\max}} 4\pi\alpha\gamma M_s f \frac{f_0^2 + (1 + \alpha^2) f^2}{[f_0^2 - (1 + \alpha^2) f^2]^2 + 4\alpha^2 f^2 f_0^2} \cdot \varphi(f_0) \cdot df_0 \quad (3)$$

Для расчета действительной μ' и мнимой части μ'' магнитной проницаемости использовались следующие параметры диэлектрика: намагниченность насыщения $M_s = 400$ Гс, коэффициент функции распределения $B = 45$ МГц, частота релаксации процессов вращения $f_c = 100$ МГц. Параметр диссипации $\alpha = f_c / f_0$, функция распределения по резонансным частотам $\varphi(f_0) = A \cdot e^{-\frac{(f_0 - f_{\min})^2}{B^2}}$. Коэффициенты A и B находились из

условия минимального расхождения расчетных кривых с экспериментальными данными и с учетом условия нормировки.

Удельная проводимость металлической пленки аппроксимировалась функцией Больцмана (4), где коэффициенты для тонкого слоя $A_1 = -10^5$, $A_2 = 1.108 \cdot 10^6$, $d_0 = 328.74 \cdot 10^{-10}$, $dx = 129.05 \cdot 10^{-10}$:

$$\sigma(d) = \frac{A_1 - A_2}{1 + \exp\left(\frac{d - d_0}{dx}\right)} + A_2 \cdot \quad (4)$$

Все исследование проводилось в диапазоне частот $10^7 - 10^{11}$ Гц.

На рис.1. представлены графики, описывающие поведение коэффициента отражения электромагнитного излучения, рассчитанного по формуле (1) от частоты с учетом зависимости $\mu(f)$ (сплошная кривая) и без учета частотной зависимости с $\mu = 1$ (пунктир).

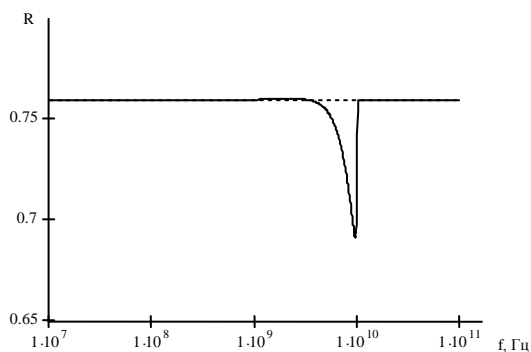


рис.1. Зависимость коэффициента отражения от частоты (проводимость $\sigma = 5 \cdot 10^5$ См/м, толщина слоя $d = 33$ нм)
— с учетом $\mu(f)$ - - - без учета $\mu(f)$

Различие этих графиков указывает на то, что при рассмотрении зависимости коэффициента отражения от частоты для определенных пленок необходимо учитывать частотную зависимость магнитной проницаемости.

Поведение коэффициента отражения с частотой при изменении толщины пленки (и, как следствие, проводимости), показано на рис.2.

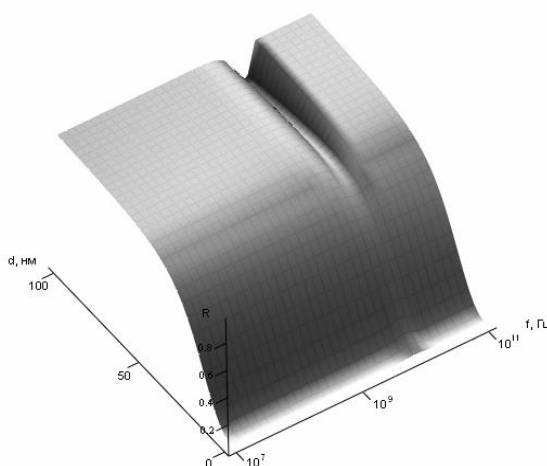


рис.2. Зависимость коэффициента отражения от частоты и толщины пленки

Как видно из рисунка, при малых значениях d на определенной частоте появляется всплеск, а начиная с некоторого значения $d = d_0$ – резкий спад. Частотная зависимость коэффициента отражения становится более выраженной при увеличении толщины пленки, и она проявляется достаточно сильно, начиная с некоторой величины d_0 . Этому значению толщины пленки соответствует некоторое значение проводимости, начиная с которого, влияние частотной зависимости магнитной проницаемости на коэффициент отражения становится существенным.

Таким образом, существует некоторое значение удельной проводимости ($\sigma_0 = 5 \cdot 10^5 \text{ См/м}$) и соответствующее ей значение толщины пленки ($d_0 = 33 \text{ нм}$), при переходе через которое, вид частотной зависимости коэффициента отражения сильно изменяется.

Список публикаций:

[1]. Конторович М.И., Черепанов А.С. Метод усреднения для анализа процессов в волноводе с гиромангнитным заполнением // РЭ. 1985. Т. 30. №8.

[2]. Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 592 с.

[3]. Каплан А.Е. Об отражательной способности металлических пленок в СВЧ- и радиодиапазоне // РЭ. 1964. № 10. С. 1781–1787.

Исследование свойств периодических металлических наноструктурированных решеток

Виктория Викторовна Махно

Павел Викторович Махно

Ростовский Государственный Университет

Лерер Александр Михайлович, д.ф-м.н.

pablo_mc@mail.ru

Двухмерные дифракционные решетки, образованные отверстиями в металлических экранах широко используются в микроволновом и оптическом диапазонах. В ряде работ [1,2] показано, что металлические решетки с размерами соизмеримыми или меньше длины волны обладают высоким оптическим пропусканием, значительно большим, чем предсказывает теория дифракции на решетке в идеально проводящем экране. Это можно объяснить тем, что в оптическом диапазоне частот металл имеет конечную комплексную диэлектрическую проницаемость, причем мнимая и действительная части одного порядка [3]. Металл можно представить как плазму твердого тела, образованного свободными электронами с плазменной частотой, лежащей в ультрафиолетовом диапазоне. Поэтому на границе раздела металл – диэлектрик может распространяться поверхностная волна (поверхностный плазмон), которая в оптическом диапазоне имеет малые потери. Все это естественно, приводит к изменениям свойств решеток по сравнению с решетками в идеальном металле.

Несмотря на то, что эффект аномально высокого прохождения неоднократно наблюдался экспериментально, теоретически он мало исследован.

Свойство аномального прохождения наблюдается на одномерной дифракционной решетке. Цель нашей работы - теоретически исследовать в оптическом и инфракрасном диапазонах дифракционные свойства периодических металлических наноструктур. В нашей работе металл представлен как диэлектрик с комплексной диэлектрической проницаемостью \mathcal{E} . Значения \mathcal{E} взяты с [3].

Вертикальное сечение изучаемой структуры, представлено на рис.1.

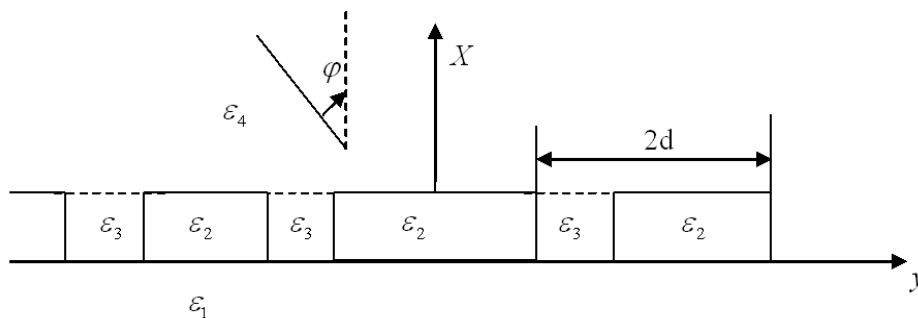


рис.1.

При теоретическом исследовании мы используем два метода. Первый метод – метод ОИУ [4]. Кроме того, в настоящей работе представлен новый метод, который не такой универсальный как метод ОИУ, теоретически более сложный, но который приводит к алгоритму, сокращающему время счета на порядок по сравнению с методом ОИУ.

Время численной реализации данного метода на порядок меньше, чем методом ИУ [5].

На рис. 1,2 показаны результаты расчета коэффициента прохождения в зависимости от длины волны для решеток с различными параметрами, период решетки $2d=900 \text{ нм}$. На рис.2 изображена зависимость коэффициента прохождения по мощности через решетку в зависимости от длины волны для E – поляризации.

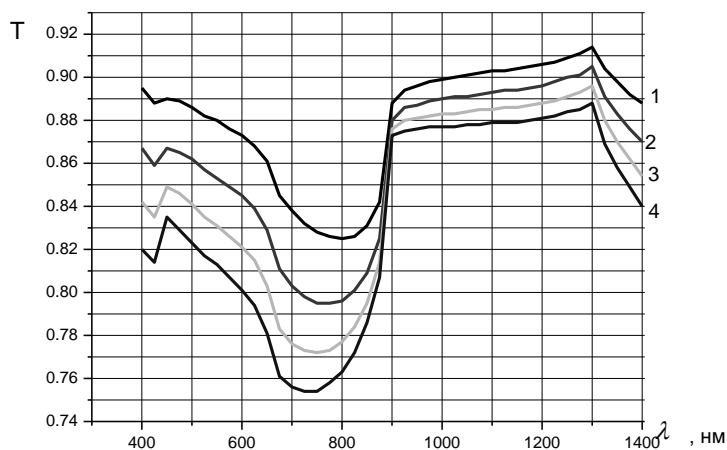


рис.2. E поляризация, $w=250$ нм, $t=15$ нм (кривая 1), 20 нм (кривая 2), 25 нм (кривая 3), 30 нм (кривая 4)

Видно, что при постоянном размере неоднородностей w коэффициент прохождения уменьшается с ростом толщины плёнки t . При этом, по результатам исследований, для E-поляризации коэффициент прохождения во всём диапазоне несколько больше, чем для H-поляризации и с увеличением толщины t передача падает более заметно для H-поляризации.

Таким образом, решена и проанализирована задача дифракции электромагнитной волны на диэлектрической решетке. Расчеты проведены методом интегральных уравнений с предложенным модифицированным методом частичных областей. Установлена быстрая сходимость решения. Показана возможность высокой передачи через наноструктурированные металлические решетки с комплексной диэлектрической проницаемостью.

Список публикаций:

- [1].L.Salomon, F.Grillot, A.Zayats, F. de Fornel. *Near-Field Distribution of Optical Transmission of Periodic Subwavelength Holes in a Metal Film. Physical review letters*, v.86, n.6, 2001, p.1110
- [2].U.Schroter, D.Heitmann. *Surface-plasmon-enhanced transmission through metallic gratings. Physical review B*, v.58, n.23, 1998, p.15419
- [3]. www.luxpor.com
- [4].А.М.Лерер, Г.Калинченко, *Электродинамическое моделирование диэлектрических решеток при помощи объемных интегральных уравнений, Радиотехника и электроника*, 2003, том 48, №8, с.1

Использование метода эффективной диэлектрической проницаемости для исследования поляритонных волноводов различной формы.

Павел Викторович Махно

*Виктория Викторовна Махно, Анастасия Александровна Гончар
Ростовский Государственный Университет*

Лерер Александр Михайлович, д.ф.-м.н.

pablo_mc@mail.ru

При соприкосновении двух сред с различными знаками диэлектрических проницаемостей на границе раздела может распространяться поверхностная электромагнитная волна, поле которой локализовано вблизи границы. В случае соприкосновения металла и диэлектрика эта волна называется поверхностным поляритоном.

Таким образом, для создания наиболее простого типа поляритонного волновода достаточно взять металлическую плоскость, нанесённую на пласт диэлектрика. Толщина плёнки в данном случае может быть весьма мала и, в зависимости от длины волны, металла и диэлектрика, составляет 10нм и более. Однако бесконечную металлическую пленку в реальности использовать невозможно. Если сократить ширину плёнки до конечных размеров, получится следующий тип поляритонного волновода – металлическая полоса прямоугольного сечения.

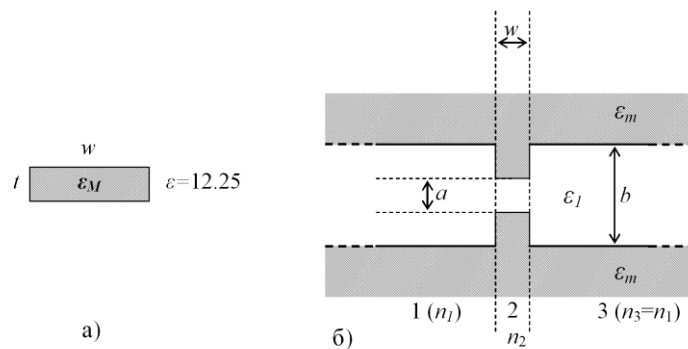


рис.1

Такая конструкция (рис.1а),[1] хорошо подходит для применения в интегральных системах. Установлено, что в таком волноводе должны распространяться волноводные волны различных порядков. Ещё одним вариантом является так называемый поляритонный щелевой волновод (рис.1б),[2] – две металлические пластины с небольшим зазором. В месте, где расстояние между пластинами меньше, будет наблюдаться локализация поля электромагнитной волны. Такие волноводы могут выполнять не только волноведущую функцию, но также и использоваться как ответвители или волноводы с изгибами. В настоящее время уже начаты экспериментальные исследования таких конструкций. В данной работе произведено математическое моделирование подобных устройств и исследованы их характеристики.

Возможно применение различных методов для получения дисперсионных характеристик каждого из исследуемых волноводов. В нашей работе использована модель, которая может быть приложена к различным типам волноводов. В первую очередь разрабатывался метод нахождения коэффициентов замедления собственных волн многослойного планарного диэлектрического волновода с потерями. Далее с помощью метода эффективной диэлектрической проницаемости(ЭДП) производилось исследование дисперсионных характеристик интересующих нас волноводов.

При построении дисперсионных кривых необходимо знать зависимость диэлектрических проницаемостей металлов от длины волны. Для получения этой зависимости можно либо использовать экспериментальные данные [3], либо воспользоваться одной из аппроксимационных формул [4]. В большинстве этих формул необходимо знать плазменную длину волны K_p и частоту соударений электронов G :

$$\varepsilon' = 1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_p}\right)^2, \quad \varepsilon'' = \frac{\lambda^3 G}{2\pi c \lambda_p^2}; \quad \varepsilon = \varepsilon' - i\varepsilon'';$$

Нами показано, что эти формулы хорошо аппроксимируют результаты [3] для меди при $\lambda_p = 151.9$ нм и $G = 0.25 \cdot 10^{15}$.

Было произведено исследование распространения H – волны, $E(0, E, 0)$ в многослойном планарном диэлектрическом волноводе с потерями.

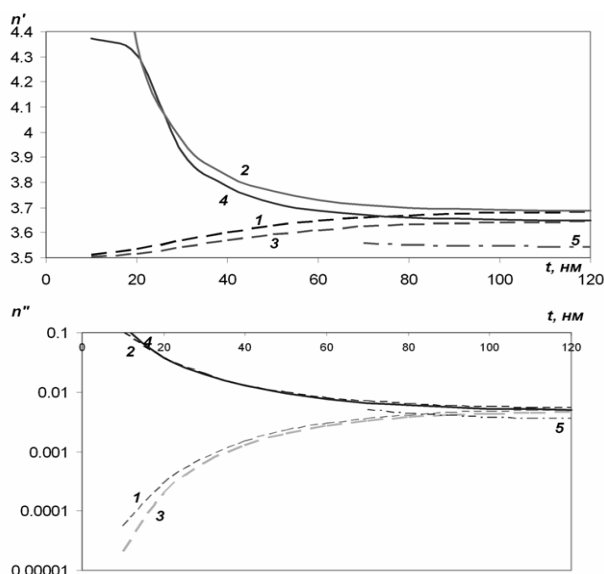
Для этого случая задача сведена к нахождению корней n следующего уравнения:

$$F(n) = \frac{1}{\mu_N} \frac{\gamma_N}{sh \gamma_N b_N} (D_{N+1} ch \gamma_N b_N - D_N) + \frac{\gamma_{N+1}}{\mu_{N+1}} D_{N+1} = 0, \quad (1)$$

где: $\gamma_i = \beta^2 - \kappa^2 \varepsilon_i \mu_i = \kappa^2 (n^2 - \varepsilon_i \mu_i)$, $n = \frac{\beta}{\kappa}$ - коэффициент замедления, β – постоянная распространения.

Однако для расчёта более сложных структур необходимо использовать дополнительные методы, например, метод ЭДП. Нами были исследованы характеристики поляритонного щелевого волновода (рис.1а). Но первоначально была рассмотрена структура, в которой пространство между двумя слоями металла заполнено однородным диэлектриком с диэлектрической проницаемостью ε_1 . Был произведён расчёт дисперсионных характеристик такого волновода. Зависимости реальной и мнимой частей коэффициента замедления $n = n' - in''$ от толщины воздушного слоя показали, что при распространении H -волны потери велики, в то время как для E -волны потери сравнительно малы и заметно меньше для длины волны 1000 нм. Вместе с тем с уменьшением b потери растут.

Если создать внутри волновода неоднородность, сокращающую зазор (рис.1б), то основная часть поля будет сосредоточена вблизи этой неоднородности (в части 2 рис.1б).



Далее рассматривалась металлическая плёнка, погружённая в однородную диэлектрическую среду, для которой был произведён расчёт коэффициента замедления от толщины слоя металла t (рис.2) при $\lambda=1550\text{нм}$, $\epsilon_m=-125.735+i\cdot 3.233$, $\epsilon_1=12.25$. Как видно имеется мода с весьма низкими потерями на малых толщинах. Однако, применение такого волновода не представляется возможным из-за бесконечной ширины металлического слоя. Поэтому рассмотрим плёнку конечной ширины w (металлический нанопровод, погружённый в однородный диэлектрик (рис.1a))[1]. Зависимость n от толщины плёнки при $w=1000\text{нм}$ представлена также на рис.2

Исходя из полученных результатов, можно сделать вывод, что использование нанопроводов с толщиной более 10нм целесообразно в инфракрасном диапазоне, т.к. с изменением длины волны в сторону оптического диапазона потери возрастают. Сравнение результатов волноводов с различными t подтверждает

уменьшение потерь с уменьшением толщины t для всего диапазона длин волн. Также потери уменьшаются и с уменьшением ширины. В то же время существует отсечка по толщине – для значения $t=1\text{нм}$ возможно распространение волны с малыми потерями только в оптическом диапазоне.

Список публикаций:

- [1]. Samir J. Al-Bader. *Optical Transmission on Metallic Wires – Fundamental Modes*. Journal of Quantum Electronics, Vol.40, No.3, March 2004.
- [2]. Tanaka K., Tanaka M., Sugiyama T. *3D Simulations of Nanometric Integrated Optical Circuits Using Surface Plasmon Polariton Gap Waveguide*. MMET-04, Sept.14-17, 2004.
- [3]. <http://www.luxpop.com>
- [4]. Е.Ю.Альтиулер, Л.И.Кац, В.В.Попов. *Поверхностные волны в полупроводниковых структурах и их применение в технике СВЧ*, М., ЦНИИ «Электроника», 1983г.

Дифракция электромагнитных волн на бесконечной решетке микрополосковых отражателей сложной формы
Монастырский Дмитрий Львович
 Ростовский Государственный Университет
 Сияевский Геннадий Петрович, д.ф-м.н.
dln@aanet.ru

Для создания антенных решеток (так называемых частотно-селективных поверхностей) в различных областях электромагнитного излучения очень важным является исследование их отражательных свойств. Область применения частотно-селективных структур захватывает почти всю шкалу электромагнитных волн. В микроволновой области частотно-селективные свойства периодических экранов используются для того, чтобы сделать более эффективным использование отражательных антенн. Эти же свойства также используются в конструировании обтекателей антенн.

В работе рассмотрена задача дифракции электромагнитной волны на бесконечной решетке микрополосковых отражателей сложной формы. Задача сведена к интегро-дифференциальным уравнениям (ИДУ). Предложен метод регуляризации ИДУ для задачи о дифракции на решетке микрополосковых отражателей сложной формы, основанный на выделении и численно-аналитическом преобразовании статической части ядра ИДУ. Эти уравнения решены методом Галеркина с базисом, учитывающим особенности на ребре во всех точках сложной области за исключением угловых. На языке C++ разработана программа расчета амплитудно-частотных характеристик частотно-селективных поверхностей. Проведен анализ сходимости решения задачи. Исследованы амплитудно-частотные характеристики частотно-селективных поверхностей (АЧХ ЧСС), образованных микрополосковыми отражателями сложной формы. Рассмотрены случаи одного и нескольких микрополосковых отражателей в ячейке. Показано существенное влияние геометрических размеров микрополосковых отражателей, угла падения электромагнитной волны и периода решетки на АЧХ ЧСС.

При падении Н - поляризованной волны на решетку прямоугольных отражателей под разными углами наблюдался режим полного отражения для ряда углов, но, уже начиная с угла 50^0 , полного отражения не наблюдается. Если заданные значения периода d_z и угла падения подставить в соответствующее уравнение, то можно заметить, что полное отражение наблюдается только там, где резонанс лежит в одноволновой области.

Там, где резонанс находится в многоволновой области, полного отражения для Н - поляризованной волны не наблюдается. Можно отметить, что для всех углов падения Е - поляризованной волны наблюдается полное отражение, и частота, на которой происходит полное отражение, для всех углов лежит в одноволновой области. Граница одноволновой области для Е - поляризованной волны может быть отслежена, поскольку она совпадает с частотой, на которой наблюдается резкое снижение прошедшей мощности до нуля, называемое аномалией Вуда.

Аномалии Вуда являются довольно интересным явлением, проявляющимся на границе одноволновой области. Поскольку зачастую устройства сантиметрового и миллиметрового диапазона работают в одноволновом режиме, аномалии Вуда считаются паразитным явлением при проектировании частотно селективных поверхностей. Довольно подробно аномалии Вуда изучены для одномерных решеток (дифракция на брусках, лентах, канавках).

В работе были рассмотрены структуры ЧСП трех видов: прямоугольный микрополосковый отражатель, отражатель «бабочка» и отражатель «бочка».

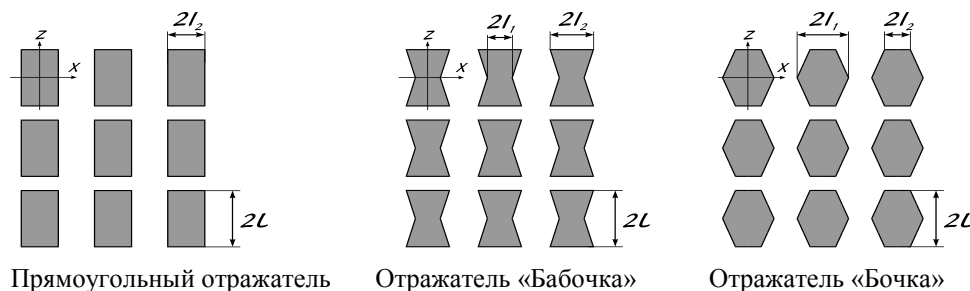


рис. 1

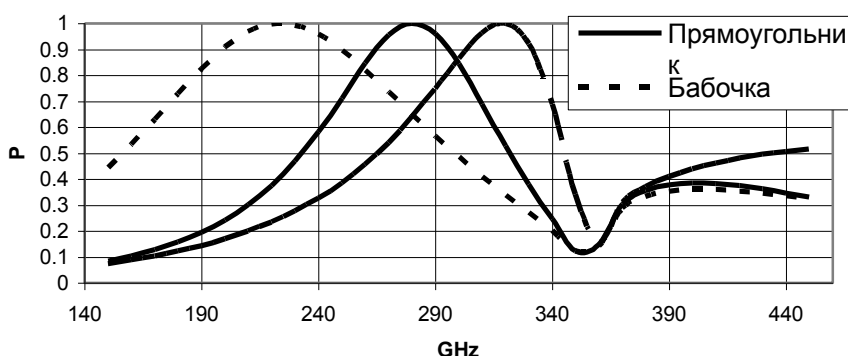


рис. 2

На рис.2 приведены результаты расчета АЧХ ЧСП трех вышеуказанных видов. Проанализировав приведенные в работе кривые можно сделать следующие выводы относительно влияния формы на резонансную кривую. Для отражателя типа «бабочка» при увеличении размера l_2 резонансная частота сдвигается вниз, что можно объяснить сгущением линий тока в центральной части отражателя и увеличением индуктивной составляющей реактивности. Также можно отметить уширение полосы отражения. Необходимо отметить, что уширение полосы отражения при увеличении поперечного размера наблюдается для всех типов отражателей и объясняется за счет увеличения пути тока. Для отражателя типа «бочка» при увеличении размера l_1 резонансная частота сдвигается вверх, что объясняется разрежением линий тока в центральной части отражателя и уменьшением индуктивной составляющей реактивности.

Список публикаций:

- [1]. Шестопалов В.П., Кириленко А.А., Масалов С.А., Сиренко Ю.К. Резонансное рассеяние волн. Т. 1. Дифракционные решетки. Киев: Наук. Думка, 1986.
- [2]. Нефедов Е.И., Сивов А.Н. Электродинамика периодических структур. М.: Наука, 1977.
- [3]. Заргано Г.Ф., Лерер А.М., Ляпин В.П., Синявский Г.П. Линии передач сложных сечений. Ростов-на-дону: Изд-во Ростов. ун-та, 1983.
- [4]. Лерер А.М., Рейзенкинд Я.А., Следков В.А. Анализ планарных резонаторов произвольной формы на основе метода Галеркина с базисом, учитывающим особенность на ребре. // Радиотехника и электроника, 2000, т. 45, № 3, с. 261-269.
- [5]. Панченко Б.А., Нефедов Е.И. Микрополосковые антенны. М.: Радио и связь, 1986.
- [6]. Заездный А.М. Гармонический синтез в радиотехнике и электросвязи. Л.: 1971.
- [7]. Казанцев Ю.Н., Мальцев А.П., Шатров А.Д. Дифракция плоской волны на двумерной решетке из элементов с индуктивной и емкостной связью. // Радиотехника и электроника, 2001, т. 46, № 12, С.1413 – 1425.

Отражение СВЧ волн от гранулированных плёнок $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_X(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-X}$

Петрунёв Сергей Николаевич

Сыктывкарский Государственный Университет

Котов Леонид Нафанаилович д.ф.-м.н.

petrynev.ssu@mail.ru

Данная работа посвящена исследованию отражения сантиметровых электромагнитных волн от частоты при различных соотношениях концентраций металлической и диэлектрической фаз плёнок состава $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_X(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-X}$,

Для исследования отражательных СВЧ свойств были получены пленки составов $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_X(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-X}$ (X изменялось от 31 до 64 %) толщиной 2,2-6 мкм. Методика получения таких композитных плёнок описана в работе [1].

На рис. 1 представлены зависимости удельного электрического сопротивления ρ , измеренного на постоянном токе, при комнатной температуре для композитных плёнок от концентраций X .

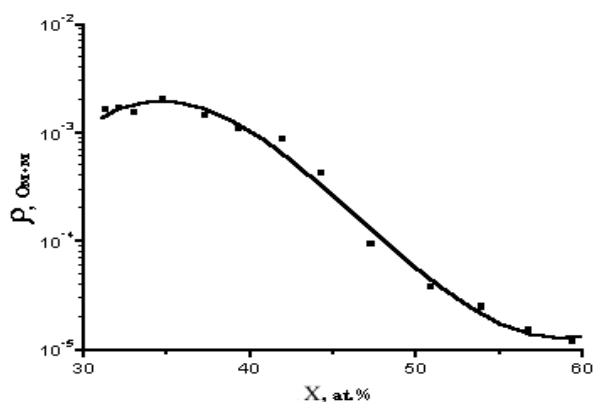


рис.1

При изменении концентрации металлической фазы от 38 до 50 % электрическая проводимость композитных плёнок увеличивается почти на 2 порядка, что объясняется наличием процессов перколяции [1], которые наиболее эффективны для этих составов плёнок. Начальное увеличение удельного электрического сопротивления плёнок, находящихся до начала процессов перколяции, связано со структурной релаксацией аморфной диэлектрической матрицы и с увеличением расстояния между гранулами. Дальнейшее уменьшение электрического сопротивления композитных плёнок, уже после прекращения процессов перколяции ($X \geq 50\%$), связано со структурной релаксацией бесконечной сетки гранул аморфной металлической фазы [1].

В настоящей работе измерялся коэффициент отражения СВЧ сигнала от композитных плёнок при нормальном падении волны [2,3]. Измерения проводились в диапазоне частот 8–25 ГГц. Исследуемая плёнка помещалась в прямоугольные волноводы разными сечениями в зависимости от длины волны (от 10×24 до 3×8 мм²) перпендикулярно его продольной оси. Плёнка перекрывала все сечение волновода. Полная методика измерения коэффициента отражения СВЧ сигнала от тонких плёнок приведена в работе [3].

На рис. 2 показаны экспериментальные частотные зависимости коэффициента отражения СВЧ-волн для гранулированных плёнок состава $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_X(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-X}$ при разных концентрациях металлической фазы X .

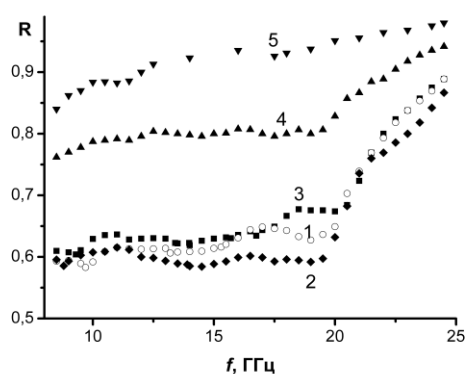


рис.2

Как видно из рис.2 коэффициент отражения R слабо меняется в интервале частот 8-18 ГГц для всех плёнок. В то же время в интервале частот 19,7-25 ГГц для частотной зависимости коэффициента отражения $R(f)$ наблюдается скачок, особенно для плёнок с малыми концентрациями $X < 48\%$ от 0,56-0,75 до 0,8-0,86. Для плёнок с большим процентным содержанием X металлической фазы скачок $R(f)$ размывается и менее выражен. Существование сильной частотной зависимости только для плёнок с малыми концентрациями X , соответствующих доперколяционной области, свидетельствует о том, что эта зависимость может быть связана только с наличием диэлектрических слоёв между металлическими гранулами и описана частотной зависимостью комплексной проводимости.

Таким образом, в данной работе исследованы комплексная проводимость и отражение сантиметровых электромагнитных волн в зависимости от частоты и концентраций металлической и диэлектрической фаз в гранулированных плёнках состава $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_X(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-X}$. Получены экспериментальные зависимости коэффициента отражения от частоты СВЧ сигнала при различных концентрациях металлической фазы, а также выявлена связь этой зависимости с

особенностями наноструктуры плёнок. Обнаружена аномальная частотная зависимость коэффициента отражения СВЧ волн в интервале частот 19-25 ГГц, которая объяснена на основе частотной зависимости комплексной проводимости в СВЧ диапазоне.

Список публикаций:

- [1] Калинин Ю.Е., Пономаренко А.Т., Ситников А.В., Стогней О.В. Гранулированные наноконпозиты металл-диэлектрик с аморфной структурой // Физика и химия обработки материалов. 2001. № 5. С. 14-20.
[2] Антонец И.В., Котов Л.Н., Некипелов С.В., Карпушов Е.Н. Проводящие и отражающие свойства тонких металлических плёнок // ЖТФ, 2004. Т. 74. № 10. С. 102-106.
[3] Антонец И.В., Котов Л.Н., Некипелов С.В., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Проводящие и отражающие свойства тонких металлических плёнок с различной толщиной и морфологией поверхности // Радиотехника и электроника, 2004. Т. 49. № 10. С. 102-106.

Параметрический синтез многоканальных частотно-разделительных устройств в пакете ЛИПС 4.0

Рассадин Александр Эдуардович

Загнитько Татьяна Валерьевна, Макаров Алексей Александрович

Нижегородский Государственный Университет

Бугров Владимир Николаевич, к. т. н.

al_ras@pochta.ru

Многоканальные частотно-разделительные устройства (МЧРУ) являются одним из самых эффективных средств решения задачи электромагнитной совместимости радиоэлектронной аппаратуры. Однако многие основополагающие аспекты расчета МЧРУ, как то вопросы проектирования ЧРУ со смежными широкополосными каналами, вопросы обеспечения частотно-независимого согласования ЧРУ по всем входам и т. д., развиты совершенно недостаточно [1].

Классические метода анализа МЧРУ приводят в случае диплексеров фильтрового типа к простым формулам для элементов матрицы рассеяния устройства вида :

$$s_{13} = \frac{2 \cdot Y_{12,1}}{1 + Y_{ex}}, \quad s_{23} = \frac{2 \cdot Y_{12,2}}{1 + Y_{ex}}, \quad s_{12} = \frac{2 \cdot Y_{12,1} \cdot Y_{12,2}}{1 + Y_{ex}}, \quad (1)$$

где $Y_{12,1}$ и $Y_{12,2}$ — передаточные проводимости первого и второго фильтров соответственно, а Y_{ex} — входная проводимость параллельного соединения фильтров [1]. Но уже для балансных и кольцевых диплексеров, не говоря о ЧРУ с числом каналов больше либо равном трем, соответствующие выражения из-за использования формул для матрицы рассеяния каскадно соединенных многополюсников СВЧ становятся все более громоздкими и с увеличением числа каналов ЧРУ трудно «перерабатываемыми» даже лидером символьных вычислений Mathematica 5.0. Поэтому на современном этапе разработчиками РЭА предпочтение отдается пакетам САПР, представляющим задачу параметрического синтеза МЧРУ как задачу векторной оптимизации в пространстве параметров системы [2].

В данной работе представлен анализ и параметрический синтез следующих МЧРУ на сосредоточенных элементах : диплексера на дополняющих фильтрах с характеристиками Баттерворта диапазона 1,5 ÷ 25 МГц; диплексера на псевдодополняющих фильтрах диапазона 1,5 ÷ 15 МГц с аппроксимацией Золотарева; триплексера диапазона 6 ÷ 18 МГц с использованием полосовых фильтров, полученных из НЧ-прототипа с аппроксимацией Чебышева, и компенсирующей цепью на выходе; тетраплексера диапазона 1,5 ÷ 32 МГц на диплексерах фильтрового типа с аппроксимацией Золотарева.

Анализ рассмотренных МЧРУ проводился как в пакете Micro_Cap 7.0, так и в пакете ЛИПС 4.0 с целью сравнения этих САПР.

Пакет ЛИПС 4.0 (линейные цепи и параметрический синтез) разработан на кафедре радиотехники радиофизического факультета Нижегородского госуниверситета. Вычисление параметров многополюсников СВЧ в пакете ЛИПС 4.0 производится методом узловых потенциалов. Ядро пакета выполнено на языке C++. В отличие от популярных среди проектировщиков РЭА зарубежных пакетов Serenada Design Environment или Microwave Office пакет ЛИПС 4.0 полностью открыт для отечественного пользователя. На настоящий момент существуют две реализации пакета ЛИПС 4.0 : под MS-DOS (до четырех окон синтеза) и под MS Windows (до восьми окон синтеза). Пакет позволяет осуществлять синтез параметров как пассивных, так и активных радиотехнических устройств с учетом заданных линейных эквивалентных схем активных элементов. Синтез может быть осуществлен по любой из следующих частотных характеристик радиоэлектронной аппаратуры: модулю коэффициента передачи по напряжению (АЧХ), модулю коэффициента передачи по мощности (Кр), фазо-частотной характеристике (ФЧХ), модулю входного сопротивления цепи (Zвх), коэффициенту стоячей

волны (КСВ) в тракте с заданным волновым сопротивлением. Указанные характеристики могут задаваться как в линейном, так и в логарифмическом масштабе по частоте.

Расчеты вышеописанных МЧРУ показали гораздо более высокую эффективность, удобство в обращении, простоту и надежность пакета ЛИПС 4.0 по сравнению с его импортным аналогом Micro_Cap 7.0. В докладе приведены примеры решения задач многофункционального синтеза МЧРУ.

Результаты данной статьи будут применены как для физической реализации рассмотренных МЧРУ в рамках реальных ОКР, так и развиты далее в направлении расчетов на суперЭВМ [4] в работах по созданию и развитию технопарка в г. Сатис Нижегородской области.

Список публикаций:

- [1]. Алексеев О. В., Грошев Г. А., Чавка Г. Г. Многоканальные частотно-разделительные устройства и их применение. М., Радио и связь, 1981, 136 с.
 [2]. Воинов Б. С. Информационные технологии и системы. Электронное издание. М., Наука, 2003, 655 с.
 [3]. Бугров В. Н., Загитко Т. В., Рассадин А. Э. Проектирование МЧРУ в среде «ЛИПС 4.0». – Тез. докл. Всероссийской НТК «Информационные системы и технологии». – Н. Новгород, 2005 (направлено в печать).
 [4]. Воеводин В. В., Воеводин Вл. В. Параллельные вычисления. СПб., БХВ-Петербург, 2002, 608 с.

Исследование индикатрис рассеяния частиц методом моделирования на СВЧ

Русинов Эдуард Леонидович

Долгин Антон Владимирович

Пермский Государственный Университет

Вольхин Игорь Львович к.ф.-м.н.; Коротаев Николай Николаевич к.ф.-м.н.

volkhin@psu.ru

Проблема рассеяния света на микрочастицах представляет большой научный и практический интерес. При рассеянии имеет место сильная зависимость рассеивающих свойств от соотношения размеров неоднородности a и длины волны падающего излучения λ [1,2]. Две крайние ситуации, область рассеяния Рэлея ($a \ll \lambda$) и область применимости законов геометрической оптики ($a \gg \lambda$) изучены достаточно хорошо. Иное положение сложилось в переходной области, в которой размеры рассеивающих частиц соизмеримы с длиной волны излучения ($a \sim \lambda$). В этой области наблюдается сложная зависимость характеристик рассеяния при изменении относительного (по отношению к длине волны) размера частиц, который обычно выражается в безразмерных единицах параметра дифракции $\rho = \pi a / \lambda$. Теоретические расчеты оптических характеристик рассеивающих частиц в переходной области затруднены и в настоящее время выполняются только для частиц сферической и эллипсоидальной формы. Однако реальные мутные среды, как правило, состоят их частиц сложной, не сферической формы. Прямые исследования оптических характеристик рассеивающих частиц затруднены из-за малых геометрических размеров рассеивающих частиц.

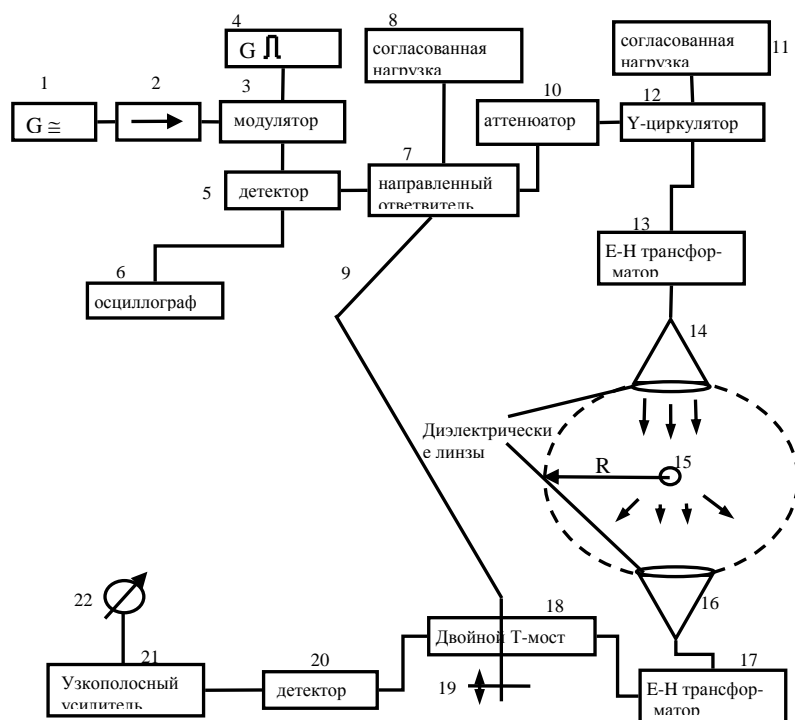


рис.1.

Метод физического моделирования на СВЧ позволяет преодолеть указанные трудности и проводить исследования рассеивающих свойств частиц именно в этой переходной области. Физическое моделирование основано на положении теории переноса излучения о том, что структура электромагнитных полей в двух объектах будет идентичной, если объекты геометрически подобны, равны относительные (по отношению к длине волны электромагнитного излучения) размеры, в том числе и величины, в размерность которых входит длина, например, показатель поглощения, равны относительные показатели преломления и одинаковые краевые условия [3,4].

Схема экспериментальной установки для исследования индикатрис рассеяния частиц методом физического моделирования представлена на рис.1. Она состоит из двух функциональных частей: системы генерации СВЧ излучения с антенно-волновым трактом и системы регистрации рассеянного излучения. Источником СВЧ мощности служит генератор на диоде Ганна 1, обеспечивающий генерацию плоскополяризованного излучения, с длиной волны $\lambda=9,5\text{мм}$ и мощностью порядка 25мВт. Для развязки генератора и антенно-волноводного тракта использован ферритовый вентиль 2. С помощью специальной модуляторной секции 3 с р-і-п диодами осуществляется модуляция СВЧ сигнала. Низкочастотный модулирующий сигнал типа меандр с частотой $f=400\text{Гц}$ подается на модулятор 3 с генератора 4. Детекторная секция 5 с осциллографом 6 служат для контроля мощности СВЧ сигнала. Направленный ответвитель 7, через гибкий диэлектрический волновод 9, передает опорный сигнал на систему регистрации. Для устранения отраженных сигналов, второй выход направленного отправителя 7 соединен с согласованной нагрузкой 8. Мощность СВЧ излучения поступающего в антенно-волноводный тракт регулируется подстроечным аттенуатором поглощающего типа 10. Для контроля мощности выход Y-циркулятора 12 соединяется с согласованной нагрузкой 11. Основной сигнал с выхода Y-циркулятора 12 поступает на согласующий Е-Н трансформатор 13. Он служит для согласования волновых сопротивлений и уменьшения отражений в волноводный тракт. Специальная рупорная СВЧ антенна 14 формирует пучок СВЧ излучения, который направляется на рассеивающий образец. Для фокусировки СВЧ излучения в горизонтальной и вертикальной плоскостях используются несферические диэлектрические линзы.

Рассеянное под определенным углом излучение поступает на приемную антенну 16 и через согласующий Е-Н трансформатор 17 поступает на вход 1 двойного Т-моста 18. Опорный сигнал, с направленного ответвителя 7 через гибкий волновод 9 поступает на вход Е двойного Т-моста 18. Для балансировки фаз измеряемого и опорного сигналов к входу 2 моста подключен замыкающий поршень 19. Сигнал разбаланса с выхода Н моста поступает на детекторную секцию 20 и регистрируется вольтметром 22. Для повышения чувствительности после детектора включен узкополосный усилитель 21, который настроен на частоту модулирующего сигнала. При исследовании индикатрис рассеяния частиц снимается зависимость интенсивности сигнала разбаланса моста от угла поворота приемной антенны.

Получены индикатрисы рассеяния проводящих стальных шаров с диаметрами D : 4 мм, 9 мм, 19 мм. На рис.2 приведена индикатриса рассеяния для шара с $D=4$ мм. Индикатрисы рассеяния других частиц имеют

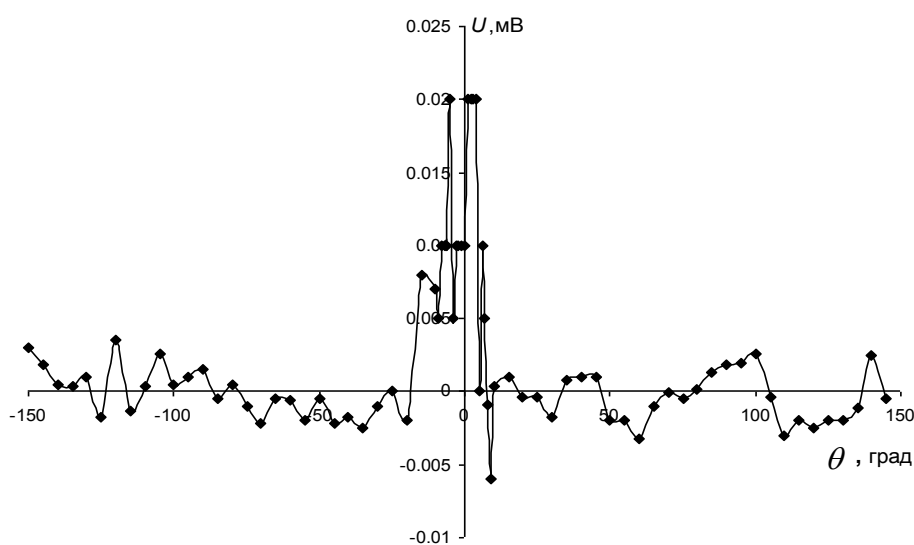


рис.2.

аналогичный вид. Индикатрисы рассеяния частиц получились примерно симметричными. Для частиц с диаметрами порядка $\frac{1}{2}$ длины волны, одна длина волны и две длины волны на индикатрисах рассеяния при углах θ близких к нулю имеется глубокий провал, что может быть связано с дифракцией падающей волны на сферических проводящих частицах. На всех индикатрисах имеется ряд боковых лепестков, наибольшая интенсивность излучения наблюдается в первом боковом лепестке. Сильнее всего рассеивает излучение сферическая частица, диаметр которой соизмерим с длиной волны падающего излучения. По мере увеличения угла θ наблюдается ряд уменьшающихся по величине пиков и минимумов. Под углами близкими к 90° рассеяние практически не наблюдается. В дальнейшем при $\theta \geq 120^\circ$ появляется ряд небольших пиков. Рассеивающая частица с размерами меньше длины волны больше других частиц рассеивает излучение назад. Это согласуется с теоретическими представлениями, согласно которым индикатриса рассеяния мелких частиц ($D \ll \lambda$) становится симметричной и рассеяние излучения вперед и назад становится примерно одинаковым.

Полученные результаты согласуются с современными теоретическими представлениями и экспериментальными данными других авторов [5,6,7]. В дальнейшем предполагается использовать экспериментальную установку для исследования рассеяния излучения диэлектрическими частицами сложной формы, теоретический расчет рассеяния излучения которыми затруднен.

Список публикаций:

- [1]. Шифрин К. С. *Рассеяние света в мутной среде* М.: Гостехтеориздат.- 1951.-288с.
 [2]. Иванов А.П., Лойко В.А. *Оптика фотографического слоя*. - Минск: Наука и техника. 1983,-304с
 [3]. Эйгенсон Л.С. *Моделирование*. - М.: Сов. наука, 1952. -372 с.
 [4]. А. с. 938304 СССР, МКИ 3 G 09 25 / ЮО. *Способ исследования оптических свойств фотографического слоя* / Шварц В. М., Коротаев Н. Н., Мейкляр П. В., Сересов Г. П., Пирожков Б. И. - № 2971639 // Бюл. изобрет.- 1982.- № 23.- С. 226
 [5]. Mevel J. *Contribution a L'etude de la Diffraction des Ondes Electromagnetiques Par les Spheres*//Ann.de Phys.-1960.-V.5.- P.265-320.
 [6]. Иванов А.П., Лойко В.А., Дик В.П. - *Распространение света в плотноупакованных дисперсных средах*. - Минск: Наука и техника. 1988.-343с.
 [7]. Джеймс Т.Х. *Теория фотографического процесса*. - Л.:Химия, 1980.-672с.

Дифракция плоской волны на спирально проводящей сфере

Уразова Ольга Владимировна

Томский Государственный Университет

Беличенко Виктор Петрович, к.ф.-м.н.

elenazev2@mail.ru

В работе рассматривается задача дифракции плоской электромагнитной волны на сферической поверхности, проводящей вдоль спиральных линий, составляющих с меридианами сферы постоянный угол ψ . Вторичные электромагнитные поля выражаются через потенциалы Дебая. Для определения коэффициентов разложений этих потенциалов в бесконечные ряды сформулирована связанная система двух функциональных уравнений с использованием граничных условий на поверхности сферы.

Трудности, с которыми приходится сталкиваться при решении этой системы, заключаются в том, что левые части уравнений представляют собой разложения по двум различным, вообще говоря, не ортогональным системам функций, содержащих комбинации присоединенных функций Лежандра и их производных:

$$e^{i\varphi} \left[\frac{dP_n^1(\cos \theta)}{d\theta} + ib \frac{P_n^1(\cos \theta)}{\sin \theta} \right] u e^{i\varphi} \left[\frac{dP_n^1(\cos \theta)}{d\theta} - \frac{i}{b} \frac{P_n^1(\cos \theta)}{\sin \theta} \right]$$

$$n = 1, 2, 3, \dots; \quad b = \operatorname{tg} \psi.$$

Однако, если воспользоваться легко проверяемыми с помощью непосредственного дифференцирования тождествами

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{dP_n^1(\cos \theta)}{d\theta} + ib \frac{P_n^1(\cos \theta)}{\sin \theta} &= \left(\operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \right)^{-ib} \frac{d}{d\theta} \left[\left(\operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \right)^{ib} P_n^1(\cos \theta) \right] \\ \frac{dP_n^1(\cos \theta)}{d\theta} - \frac{i}{b} \frac{P_n^1(\cos \theta)}{\sin \theta} &= \left(\operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \right)^{\frac{i}{b}} \frac{d}{d\theta} \left[\left(\operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \right)^{-\frac{i}{b}} P_n^1(\cos \theta) \right] \end{aligned} \right. ,$$

то удастся не только свести задачу к решению двух не связанных бесконечных систем линейных алгебраических уравнений второго рода относительно искомым коэффициентов разложений, но и провести полное математическое обоснование допустимости применения метода редукции при решении этих систем в случае сферы произвольного электрического радиуса ka . Последнее обстоятельство существенно облегчает последующее исследование решения задачи, в отличие от решения родственной задачи, полученного на основе отличающегося подхода в работе [1].

С точки зрения практических приложений интерес представляло подробное исследование электродинамических свойств спирально проводящей сферы малого электрического радиуса. Вследствие отсутствия зеркальной симметрии и наличия поворотной оси симметрии бесконечного порядка такая сфера является удобной моделью частицы с киральными свойствами. Характерное свойство малых киральных частиц заключается в том, что в них (в отличие от обычной магнито – диэлектрической частицы) электрическая компонента падающего электромагнитного поля наводит и электрический и магнитный дипольные моменты, а магнитная компонента – магнитный и электрический дипольные моменты [1,2]. В рассматриваемом случае

получены решения систем уравнений методом последовательных приближений. Эти решения в явном виде содержат первые поправки к пространственно – статическим решениям.

Анализ этих выражений показал, что в спирально проводящей сфере возможно возбуждение особых типов низкочастотных резонансов при выполнении условия

$$(kab)^2 = n(n + 1), \quad n = 1, 2, \dots$$

С физической точки зрения подобные резонансы возникают тогда, когда длина проводящей спиральной линии оказывается кратной длине волны падающего электромагнитного поля.

Список публикаций:

[1] Шевченко В.В. Дифракция на сферической спирально-проводящей частице – поперечный киральный эффект. *Радиотехника и электроника*, 1998, Т.43, № 9, С. 1090-1096.

[2] Каценеленбаум Б.З., Кориунова Е.Н., Сивов А.Н., Шатров А.Д. Киральные электродинамические объекты. *Успехи физических наук*, 1997, Т. 167, № 11, 1201-1212.

Новые аспекты моделирования СВЧ аналоговых систем с обратной связью

Харько Ольга Игоревна

Субботский Александр Георгиевич

Белорусский Государственный Университет

Ямный Виталий Евгеньевич, д.т.н.

Olga.kharko@ntlab-soc.com

Бурный рост и внедрение в повседневную жизнь современных беспроводных телекоммуникационных систем и устройств требует создания аналоговых и аналогово-цифровых БИС и СБИС, работающих на высоких и сверхвысоких частотах. Разработка современных сложных интегральных схем в области сверхвысоких частот сильно затрудняется из-за невозможности моделирования их работы в целом, что требует огромных временных и вычислительных затрат. По этой причине такие системы разработчики разбивают на отдельные блоки, рассчитывая характеристики и параметры для каждого из них в отдельности. Совместная работа всех узлов должна обеспечивать работоспособность системы в целом. Однако при таком подходе проектировщики не могут полностью предсказать работу спроектированной системы. Это влечет за собой возможное изменение проекта, что может существенно увеличить сроки проектирования и материальные затраты на изготовление изделия.

Данная проблема может быть решена с помощью альтернативного подхода в проектировании интегральных схем. В основе метода лежит использование поведенческих моделей, которые представляют собой математическое описание физических процессов для каждого отдельного блока системы, что позволяет промоделировать работу сложных систем в целом и минимизировать временные и вычислительные ресурсы.

Проектирование БИС и СБИС с помощью поведенческих моделей включает в себя следующие этапы: описание прототипов устройств (субструктур), входящих в состав системы, реализуемой в интегральной схеме; определение параметров субструктур, полностью описывающих их поведение во всех необходимых рабочих режимах; разработка поведенческих моделей, максимально отражающих как сам принцип работы субструктуры, так и изменения её поведения, вызванные влиянием внешних условий; построение системы на основе этих моделей и проверка её функционирования; проектирование схемотехники каждой субструктуры с учетом результатов анализа работы системы и «поведенческих» параметров субструктур (спроектированная субструктура может заменить собой её «идеальный» эквивалент в системе); проверка работоспособности спроектированной субструктуры в системе и работоспособности системы с подобной субструктурой; сборка всех субструктур, входящих в состав системы, на одном кристалле (в итоге получаем интегральную схему готовую к изготовлению).

Проверка вышеизложенного подхода к проектированию интегральных схем проводилась для синтезатора частот на основе системы ФАПЧ (см. рис.1), используемого в интегральных приемниках спутниковых радионавигационных систем. Параметры синтезатора: диапазон частот 1,4 – 1,6 ГГц; частотное разрешение (шаг по частоте) 100кГц – 10 МГц; чистота спектра выходного сигнала не хуже –90дБ/Гц на частотной отстройке от несущей в 100кГц; время вхождения в захват при перестройке с одной частоты на другую не более 2мс.

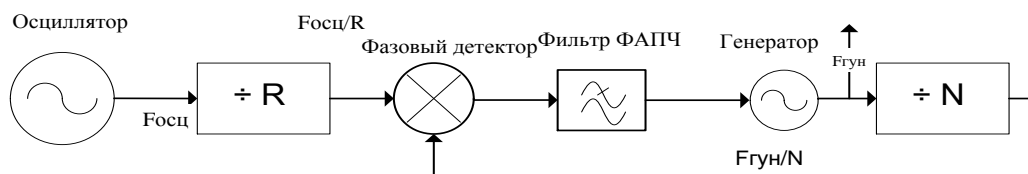


рис.1 Структурная схема системы ФАПЧ

Поведенческие модели всех элементов синтезатора создавались с помощью языка Verilog-AMS, который используется для описания аналоговых и смешанных (аналогово-цифровых) электрических схем и поддерживается многими системами проектирования интегральных схем. Для получения максимально точных моделей необходимо корректно описать функционирование блоков и задать шумовые параметры. Поэтому в качестве исходных данных для создания поведенческих моделей были взяты результаты моделирования готовых схмотехнических решений блоков системы ФАПЧ.

Ниже (см. рис.2) приведены графические результаты моделирования синтезатора на основе системы ФАПЧ: спектр выходного сигнала, характеристика чистоты спектра выходного сигнала и характеристика перестройки синтезатора при изменении частоты соответственно.

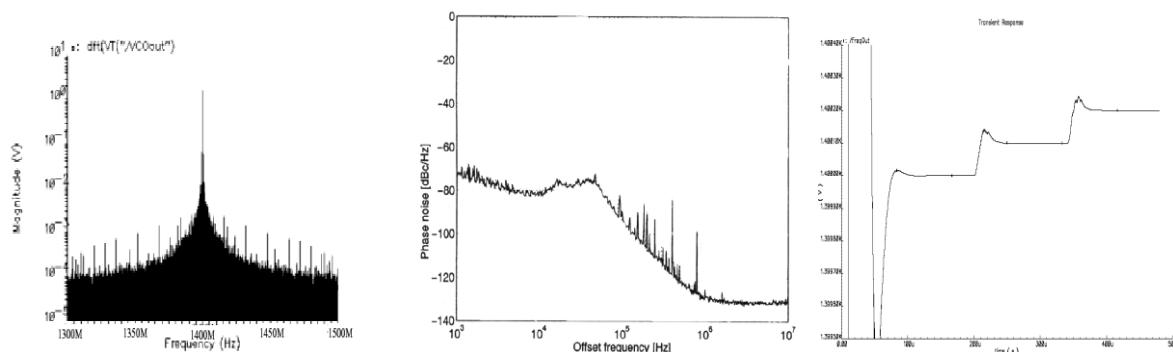


рис.2 Графические результаты моделирования поведенческой модели синтезатора

Предложенный метод позволяет получить количественные характеристики работы всей системы в целом, что не достижимо при полном моделировании системы на схемном уровне, так как это требует значительных временных и вычислительных ресурсов.

Решение задачи распределения тока по антенне с точным ядром в уравнении

Чащин Владимир Леонидович

Новгородский Государственный Университет

Радциг Юрий Юрьевич, д.т.н.

6123@mail.ru

При расчете характеристик антенн, таких как распределение тока по антенне и диаграмма направленности, широкую практику получили приближенные численные методы. В этих методах точное ядро уравнения обычно заменяется приближенным, чтобы исключить логарифмическую особенность точного ядра вблизи нуля. С другой стороны, такая замена снижает точность расчетов и ограничивает область применения такого уравнения. Для приближенного ядра толщина антенны не может превышать 0,1 длины волны. Для расчета более толстых антенн нужно другим способом обойти особенность в ноле, чтобы обеспечить хорошую сходимость решения.

Для этого рассмотрим интеро-дифференциальное уравнение Поклингтона с точным ядром для антенны толщиной a и длины $2L$.

$$\left(\frac{d^2}{dz^2} + k^2 \right) \frac{1}{2\pi} \int_{-L}^L \int_0^{2\pi} I(z') K(z, z', \varphi') d\varphi' dz' = -j \cdot \varpi \cdot \varepsilon \cdot E^{CT}$$

Где $K(z, z', \varphi') = \frac{\exp(-j \cdot k \cdot R)}{4 \cdot \pi \cdot R}$ – точное ядро уравнения.

$$R(z, z', \varphi') = \sqrt{(z - z')^2 + 2 \cdot a^2 \cdot (1 - \cos(\varphi'))}, \quad -L \leq z, z' \leq L, \quad 0 \leq \varphi' \leq 2\pi$$

$$E^{CT}(z) = \begin{cases} 0, & T < |z| \leq L \\ \frac{1}{2T}, & |z| \leq T \end{cases} \quad \text{— возбуждающее поле источника, } 2T \text{ — ширина зазора в центре антенны}$$

Обычно особенность в ноле обходят заменой $R(z, z', \varphi')$ на $r(z, z') = \sqrt{(z - z')^2 + a^2}$ и последующим интегрированием по φ' .

Эту задачу можно решить и другим способом. Преобразуем ядро уравнения следующим образом:

$$K(z, z', \varphi') = \left(\frac{\exp(-j \cdot k \cdot R)}{4 \cdot \pi \cdot R} - \frac{1}{4 \cdot \pi \cdot R_0} \right) + \frac{1}{4 \cdot \pi \cdot R_0} = K_1(z, z', \varphi') + K_0(z, z', \varphi'),$$

где $R_0(z, z', \varphi') = \sqrt{(z - z')^2 + 2 \cdot a^2 \cdot \varphi'^2}$.

Выражение в скобках сходится в ноль. Тем самым мы выделили особенность в виде следующего интеграла $\left(\frac{d^2}{dz^2} + k^2 \right) \frac{1}{2\pi} \int_{-L}^L \int_0^{2\pi} I(z') \frac{1}{4 \cdot \pi \cdot R_0} d\varphi' dz'$, который можно взять аналитически по φ' .

Тогда задача решается в несколько этапов:

1. Преобразуем полученное уравнение к безразмерному виду.
2. Применяем метод Галеркина для решения полученного уравнения. В качестве базисных функций выбираем степенные.
3. Часть уравнения $\left(\frac{d^2}{dz^2} + k^2 \right) \frac{1}{2\pi} \int_{-L}^L \int_0^{2\pi} I(z') \left(\frac{\exp(-j \cdot k \cdot R)}{4 \cdot \pi \cdot R} - \frac{1}{4 \cdot \pi \cdot R_0} \right) d\varphi' dz'$ вычисляем численно.
4. Часть уравнения $\left(\frac{d^2}{dz^2} + k^2 \right) \frac{1}{2\pi} \int_{-L}^L \int_0^{2\pi} I(z') \frac{1}{4 \cdot \pi \cdot R_0} d\varphi' dz'$ сначала аналитически преобразовываем до тех пор, когда можно применить численный расчет.

В результате работы получены следующие результаты:

1. По результатам работы разработана программа для расчета антенн с применением уравнения Поклингтона сточным ядром.
2. Проведен сравнительный анализ полученных результатов с экспериментальными данными других авторов.
3. Проведены расчеты при различных длинах антенн. Получено хорошее совпадение расчетных данных с экспериментальными данными.

Список публикаций:

[1] Радциг Ю.Ю., Чащин В.Л. Применение интегро-дифференциального уравнения для расчета линейного вибратора в поглощающих средах – Вестник НовГУ, 2004 [2] Данильчук В.Л., Чащин В.Л. Расчет распределения тока вдоль линейного вибратора в поглощающих средах. Деп. в ВИНТИ 15.07.02 №1343-В 2002 [3] Радциг Ю.Ю., Социлин А.В., Эминов С.И. Решение интегрального уравнения вибратора методом Галеркина. Деп. в ВИНТИ №1994-В92.